Über die neue, rein elektronische Verstärkung verwendende Zählmethode für Korpuskularstrahlen

---

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der philosophischen Fakultät II der Universität Bern

vorgelegt von

Edouard Ramelet

von Orbe

1929

Über die neue, rein elektronische Verstärkung verwendende Zählmethode für Korpuskularstrahlen

---

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der philosophischen Fakultät II der Universität Bern

vorgelegt von

Edouard Ramelet

von Orbe

1929

Von der philosophischen Fakultät II auf Antrag des Herrn Prof. Dr. H. Greinacher angenommen.

Bern, den 1. März 1929.

Der Dekan:
Prof. **Mauderli.**

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus
„Annalen der Physik.“ IV. Folge.
Bd. 86. 1928. Nr. 14.
Verlag von Joh. Ambr. Barth in Leipzig.

3. *Über die neue, rein elektronische Verstärkung verwendende Zählmethode für Korpuskularstrahlen*[1]*;*

von Edouard Ramelet

(Hierzu Tafel XXI bis XXV)

Einleitung

Für die Erforschung der atomistischen Vorgänge sind naturgemäß alle Methoden, die sich nicht auf die Gesamtwirkung vieler Atome beschränken, sondern die Veränderung einzelner Atome, überhaupt die Beobachtung von Elementarprozessen erlauben, von besonderer Wichtigkeit geworden. Von Bedeutung sind hier die Scintillationsbeobachtungen, die Wilsonsche Nebelkammer, der Millikankondensator und dann die elektrischen Zählmethoden für Elementarstrahlen. Hier sind zu nennen die ursprüngliche Rutherford-Geigersche Methode[2]), dann der Geigersche Spitzenzähler[3]), der in neuerer Zeit von Kovarik[4]) und Greinacher[5]) durch Kombination mit Verstärkerröhren weiter ausgebaut worden ist. Alle diese Zählmethoden charakterisieren sich dadurch, daß die durch einen Elementarstrahl bewirkte Primärionisation durch Zuhilfenahme der Stoßionisierung verstärkt wird. Dies geschieht nach Rutherford-Geiger durch Anwendung einer mit verdünntem Gas gefüllten Zählkammer, an die eine gerade unterhalb des Funkenpotentials liegende Spannung angelegt wird, nach Geiger durch Auslösung von Spitzenentladungen

1) Als Dissertation an der Universität Bern eingereicht 1928.

2) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **81**. S. 141. 1908; Phys. Ztschr. **10**. S. 1. 1909.

3) H. Geiger, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**. S. 534. 1913; Phys. Ztschr. **14**. S. 1129. 1913.

4) A. F. Kovarik, Phys. Rev. **13**. S. 153, 272. 1919; **14**. S. 179. 1919; **19**. S. 433. 1922.

5) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. **23**. S. 361. 1924.

bei passender Spitzenspannung. So lassen sich Stromstöße erzielen, die leicht mittels eines Elektroskops, ja sogar mittels eines Telephons nachgewiesen werden können, und die sich mit der Kovarik-Greinacherschen Verstärkeranordnung bis zur Betätigung von Lautsprechern und gewöhnlichen Galvanometern steigern lassen. Die Spitzenmethode hat sich infolge ihrer Einfachheit und vielseitigen Verwendbarkeit als sehr wertvoll erwiesen, namentlich, nachdem durch zahlreiche Arbeiten (vgl. Literatur etwa bei Greinacher, a. a. O.) die Fehlerquellen eingehend studiert waren. Als technische Forderung hat sich ergeben, daß vor allem der Behandlung und Lage der Zählerspitze und der Vermeidung von Staub in der Zählkammer Aufmerksamkeit zu schenken ist. Dadurch kann weitgehend erreicht werden, daß 1. jeder Elementarstrahl eine (kurze) Spitzenentladung auslöst, 2. die Spitze ohne Elementarstrahl nicht anspricht. Trotz der zahlreichen Arbeiten haben sich indessen immer wieder Bedenken geäußert über die absolute Zuverlässigkeit der Methode bzw. die restlose Beseitigung der „natural disturbances". Auch ist darauf hingewiesen worden, daß die Strahlenanalyse (z. B. die Unterscheidung von α- und H-Strahlen), selbst in der Kombination des Zählers mit Verstärkern [Greinacher und neuerdings N. Kreidl[1])] nur sehr unvollkommen ist, indem die Spitzenentladungen in keinem einfachen Verhältnis zur Primärionisierung steht. Es war daher ein Fortschritt, als es Greinacher[2]) gelang, eine Methode zu realisieren, bei der jede Spitzenentladung, überhaupt die Anwendung jeglicher Stoßionisierung als Verstärkung, vermieden ist und die zudem die Primärionisierung quantitativ mißt. Greinacher hat gezeigt, daß man durch ausschließliche Anwendung von Elektronenröhren den Primäreffekt eines α-Strahls so weit verstärken kann, daß man ihn im Telephon bzw. Lautsprecher hören und mittels Galvanometer ballistisch messen kann. Dabei ergab sich, wie erwartet, eine hohe Selektivität der Methode, wie sie ja zur Unterscheidung verschiedener Strahlenarten erforderlich ist. So stören z. B. β- und γ-Strahlen die Registrierung von α-Strahlen in keiner Weise, da sie entsprechend ihrem mehrhundertfach kleineren

1) N. Kreidl, Wien. Berichte 2a. S. 136, 589. 1927.
2) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. 36. S. 364. 1926.

Ionisierungsvermögen nicht registriert werden. Gleichzeitig mit α-Strahlen können indessen H-Strahlen registriert werden, da das Ionisierungsvermögen von der gleichen Größenordnung ist. Wie Greinacher in einer zweiten Arbeit[1]) mitteilt, zeigt sich hier sehr schön der Unterschied der Ionisierung durch die verschiedene Größe der Registrierimpulse. Aus den photographischen Registrierungen am Oszillograph ergab sich bei den gewählten Versuchsbedingungen das Verhältnis der Registrierimpulse von α- und H-Teilchen zu etwa 2,5. Der Unterschied ist genügend, um auch akustisch α- und H-Teilchen voneinander unterscheiden zu können. Hierzu ist einfach die Einschaltung eines Telephons oder Lautsprechers in den Anodenkreis der letzten Lampe erforderlich. Auch Ortner und Stetter[2]) ist es inzwischen gelungen, die neue Methode nach Greinacher mit einigen Abänderungen in den Details zu realisieren, und berichten sie über die Hörbarmachung des Atomzerfalls. In der zitierten zweiten Arbeit hat nun auch Greinacher die vorläufigen Grenzen nach der quantitativen Seite der Unterscheidbarkeit von α- und H-Strahlen festgestellt. Danach ist eine *sichere* Unterscheidung zwischen beiden noch nicht möglich. Schon von Anfang an zeigte sich die unerwartete Erscheinung, daß anscheinend homogene α-Strahlen ganz verschieden große Registrierimpulse geben, so daß kleine α-Impulse von großen H-Impulsen nicht zu unterscheiden sind. Über die Ursache und die Möglichkeit einer Beseitigung dieser für die Anwendung der neuen Methode störenden Erscheinung hat Greinacher in der zweiten Mitteilung bereits kurz berichtet.

Ziel vorliegender Arbeit war es nun, die neue Methode nach der quantitativen Seite hin näher zu untersuchen und ihr eine in diesem Sinne möglichst zweckmäßige Form zu geben. Dann aber sollten Versuche über die Schwankungen des Ionisierungsvermögens der α-Strahlen gemacht und weiterhin die Bedingungen gefunden werden, welche die Inhomogenität der Registrierausschläge auf ein Minimum herabzusetzen geeignet sind.

---

1) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. **44**. S. 319. 1927.
2) G. Ortner u. G. Stetter, Phys. Ztschr. **28**. S. 70. 1926.

I. Versuchsanordnung

1. Die Apparatur

a) Die Zählkammer und die Verstärkeranordnung

Die Zählkammer selber ist, wie bei der Anordnung von Greinacher, nichts anderes als ein kleiner zylinder- oder plattenförmiger Kondensator, dessen innere Elektrode direkt an das Gitter der Aufnahmelampe angeschlossen ist, und dessen Außenwand auf ein konstantes positives oder negatives Potential aufgeladen wird. Die innere Elektrode besteht entweder aus einem vorne abgerundeten dünnen Metallstab, oder

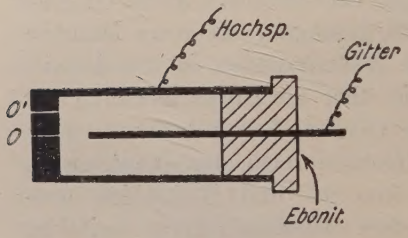


Fig. 1

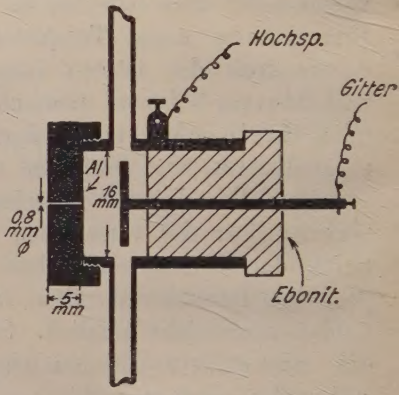


Fig. 2

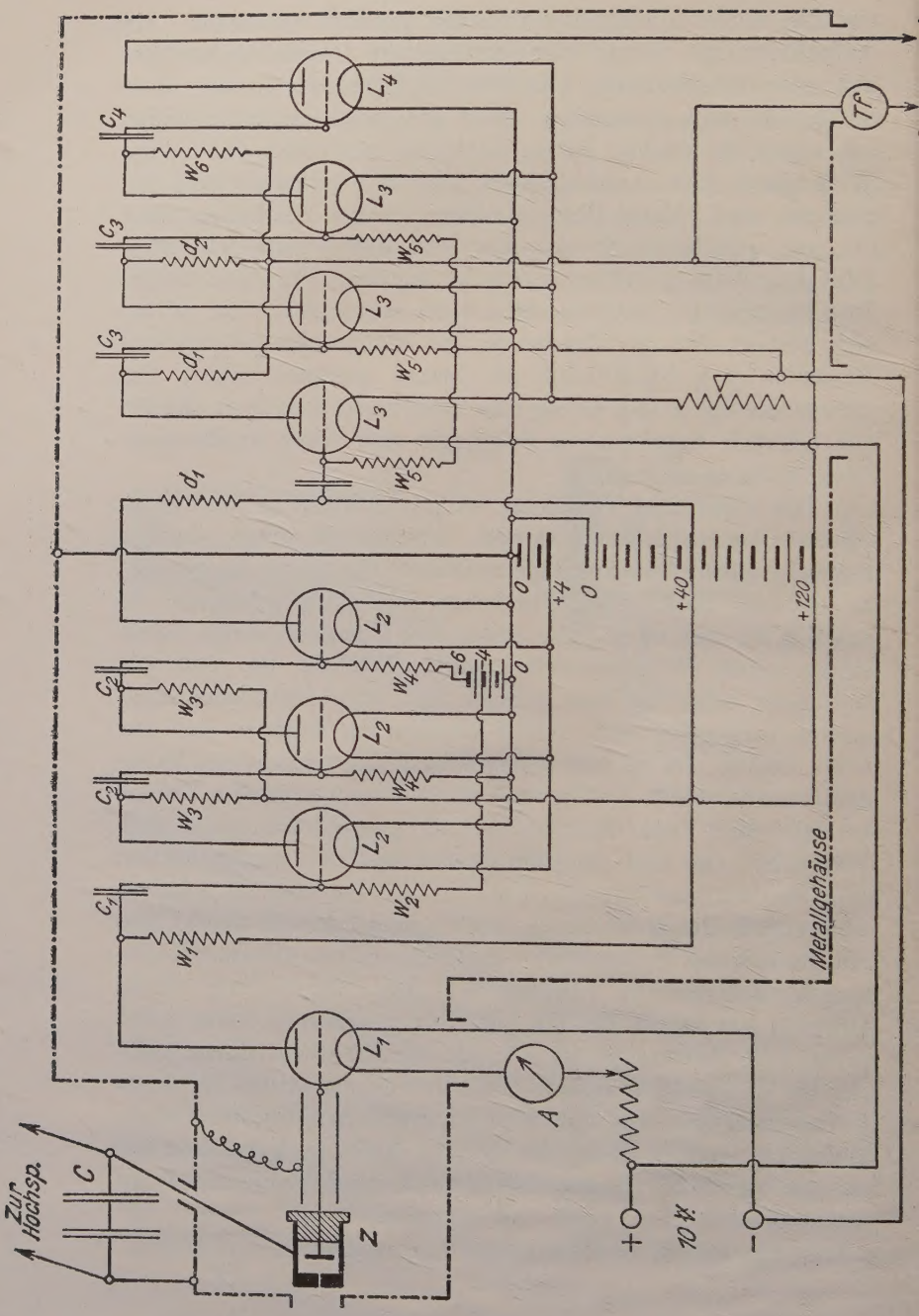
einer ebenen, parallel zur Vorderwand der Kammer angebrachten Metallplatte (Figg. 1 und 2). Die Vorderwand war dabei als Schraubdeckel ausgebildet, der ein Dazwischenklemmen einer Aluminiumfolie erlaubte. Die beiden seitlichen metallenen Rohransätze dienten zum Durchleiten der Gase. Der Abstand der Innenelektrode von der Vorderwand der Kammer war regulierbar und wurde für gewöhnlich auf 0,5 cm eingestellt. Die Maße und die Konstruktion gehen ohne weiteres aus der Fig. 2 hervor.

Der Anodenkreis der ersten Lampe (Fig. 3a) besteht aus einer Anodenbatterie und einem hohen äußern Widerstand W_1 („Loewe"-Hochohmwiderstand, 1 Megohm). Dieser vermittelt, in Verbindung mit einem Kondensator c_1, die Kopplung mit der ersten Verstärkerlampe L_2. Eine induktive Kopplung mittels Transformatoren ist in der ganzen Verstärkeranordnung

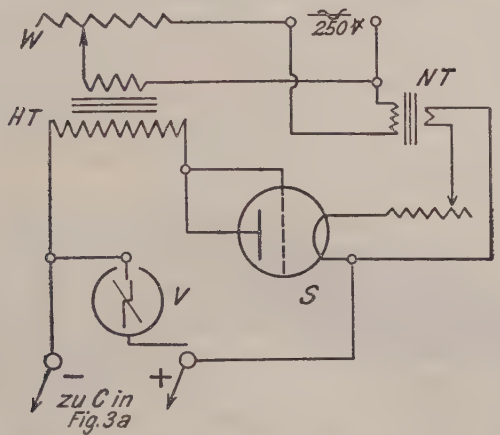
aus den unten angegebenen Gründen gänzlich vermieden. Als Aufnahmelampe diente eine gewöhnliche Dreielektrodenröhre mit guter Gitterisolation. Die Schwierigkeiten, die Greinacher anfänglich beim Aussuchen einer geeigneten Aufnahmelampe bei seiner Anordnung hatte, fallen dahin, sobald der äußere Widerstand ihres Anodenkreises (hier W_1) genügend groß genommen wird. Unter Berücksichtigung dieser Bedingung kann für nur qualitative Zwecke fast jede Röhre mit nicht allzu schlechter Gitterisolation verwendet werden. Für quantitative Zwecke hingegen ist ein Aussuchen vorteilhaft, und es hat sich gezeigt, daß im allgemeinen die Röhren mit präparierten Heizfäden (sog. Sparröhren) am besten geeignet sind.[1]) Ich verwendete mit gutem Erfolg eine Telefunkenröhre Type „Re 89" mit schwach unterheiztem Glühdraht und einer Anodenspannung von nur 40 Volt.

Der eigentliche Verstärker ist prinzipiell nicht von irgendeinem andern ähnlichen Gerät verschieden außer, daß er nirgends einen Transformator aufweist. Die ganze Anordnung, zu der wir nach vielen Versuchen schließlich gelangten, ist aus Fig. 3a ersichtlich. Die ersten drei Verstärkerstufen bilden einen reinen Widerstandsverstärker. Wichtig ist, daß die Leitungen möglichst kurz gezogen und keine unnötigen Kapazitäten vorhanden sind. Daher besaßen die Lampen auch gar keine Sockel. Da es sich, entsprechend der verwendeten hohen Anodenwiderstände (3 Megohm) nur um sehr schwache Ströme handelt, muß auch die Isolation der ganzen Anordnung eine gute sein. Die drei nächsten Stufen sind den vorangehenden ganz ähnlich, nur mit dem Unterschied, daß hier die Anodenwiderstände durch eisenfreie, hochohmige Drosseln aus 0,1 mm Manganindraht ersetzt sind. Ihre Gleichstromwiderstände betragen 20000 bzw. 14000 Ohm. Die Verwendung dieser Drosseln hat jedoch für die hier vorliegende Anordnung keine prinzipielle Bedeutung und könnten sie ebensogut durch hochohmige Widerstände ersetzt sein. Der einzige Grund für deren Verwendung war der, daß die eben erwähnten drei Verstärkerstufen als fertiges Gerät von unseren früheren Versuchen her — wo wir damit besser definierte Versuchsbedingungen als

1) Vgl. auch H. Greinacher, a. a. O. 1926.


Zur Hochsp.
C
L
Z
L1
L2
L3
L4
A
+
10 V.
−
Tf
Metallgehäuse
+4
+40
+120
-6
0

mit nie ganz einwandfreien Hochohmwiderständen zu erhalten hofften — schon vorhanden war. Es zeigte sich jedoch bei



HT Hochspannungstransformator „Brown-Boveri", 180/5000 Volt.
NT Kleiner Niederspannungstransformator.
S 20 Watt Senderöhre.
W Rheostat zur Regulierung der Sekundärspannung von *HT*.
V Braunsches Elektrometer.

Fig. 3b

Erklärung zu Fig. 3a:

Z Zählkammer.
A Heizstromamperemeter für L_1.
L_1 Aufnahmelampe, Telefunken Type „Re 89".
L_2 „Loewe" NF-Lampen.
L_3 NF-Lampen „Philips" Type „E".
L_4 Endverstärkungslampe, meist Telefunken Type „Re 504".
W_1 „Loewe" Hochohmwiderstand 1 Megohm (Anodenwiderstand).
W_2 „ „ 1 „ (Gitterableitwiderstand).
W_3 „ „ 3 „ (Anodenwiderstände).
W_4 „ „ 5 „ (Gitterableitwiderstände).
W_5 „ „ 3 „ „
W_6 „ „ 1 „ (Anodenwiderstand).
d_1 Hochohmige Drossel ohne Eisenkern. $R = 20000$ Ohm.
d_2 „ „ „ „ $R = 14000$ Ohm.
C 2 in Serie geschaltete 2 MF Siemens Wickelkondensatoren.
c_1 Luftkondensator 250 cm.
c_2 Glimmerkondensatoren je 250 cm.
c_3 „ „ 3000 cm.
c_4 Glimmerkondensator 300 cm.

diesen früheren Versuchen bald, daß bei der Kopplung der Aufnahmelampe mit diesem „Drosselverstärker" immer niederfrequente Schwingungen auftraten, wenn nicht ein Transformator als Kopplungsglied verwendet wurde. Da wir jedoch von der Verwendung von Transformatoren unbedingt absehen wollten, und auch andere Mittel nicht halfen (wie Verwendung ganz getrennter Batterien, Verstimmen der Anodenkreise untereinander durch Parallelschalten von Kondensatoren, Anwendung verschiedener Gitterpotentiale usw.), entschlossen wir uns schließlich, diesen „Drosselverstärker" unter Hinzufügen einer vierten Lampe als *End*verstärker bei der vorliegenden Anordnung zu benützen.[1]) Diese letzte Lampe (L_4) ist, wie in der Arbeit von Greinacher, in Audionschaltung angeordnet. Die nicht vollkommene Gitterisolation ersetzt dabei den eigentlichen Ableitwiderstand. Je höherohmig diese Gitterableitung ist, desto empfindlicher, aber auch desto labiler wird die ganze Anordnung. (Labil im Sinne einer Neigung zum niederfrequenten Schwingen, wahrscheinlich infolge Ladungs- und Entladungserscheinungen am Gitterkondensator c_4.)

b) Die Hochspannungsquelle

Um auch höhere Spannungen an die Zählkammer legen zu können, wurde außer den Hochspannungsbatterien auch ein Hochspannungsgleichrichter verwendet. Dieser bestand einfach aus einem Hochspannungstransformator, dessen primäre Wicklung mit einem Regulierwiderstand an das Wechselstromnetz angeschlossen war, so daß dadurch bequem jede gewünschte Sekundärspannung erhalten werden konnte. Der hochgespannte Wechselstrom wurde dann durch eine kleine Senderöhre, die als Kathodengleichrichter geschaltet war, in pulsierenden Gleichstrom umgewandelt, der dann zwei in Serie geschaltete Siemenssche Wickelkondensatoren von je 2 MF auflud. Letztere hielten sich lange Zeit geladen, so daß während der

1) Allem Anschein nach war bei direkter Kopplung des Drosselverstärkers mit der Aufnahmelampe der Scheinwiderstand ihres Anodenkreises zu klein in Anbetracht ihres isolierten Gitters. Die Schwingungen konnten nur dadurch beseitigt werden, daß entweder dieses Gitter mit mindestens 10^7 Ohm abgeleitet wurde, oder daß der Anodenkreiswiderstand vergrößert wurde. Mit Rücksicht auf die erforderliche Empfindlichkeit kam einzig das letztere Verfahren in Betracht.

eigentlichen Untersuchung das Wechselstromnetz von der ganzen Apparatur getrennt werden konnte. Ein Braunsches Elektrometer, das parallel zu den Kondensatorklemmen geschaltet war, diente zur Beobachtung der jeweilig an die Zählkammer angelegten Spannung. Eine einfache Kommutiervorrichtung erlaubte an die Kammer bald positive bald negative Spannung anzulegen bzw. dabei jedesmal den andern Pol zu erden.

c) Der Oszillograph und die Registriereinrichtung

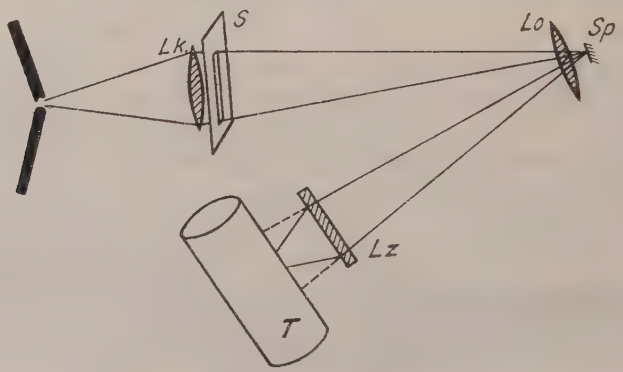
Es lag nahe, für die hier in Betracht kommenden Registrierungen, ein Saitengalvanometer zu verwenden. Es zeigte sich aber bald, daß dieses Instrument keine genügende Lichtausbeute gestattete. Wir verwendeten daher einen speziell für diesen Zweck im Laboratorium hergestellten Oszillographen mit genügend großem Spiegel. Eine zwischen die beiden Pole eines hufeisenförmigen Elektromagneten ausgespannte Schleife aus 0,017 mm starkem Wolframdraht, in deren Mitte ein vorderseitig versilberter Spiegel von etwa 3×3 mm aufgekittet war, diente als Meßschleife. Die erforderliche elektromagnetische Dämpfung besorgte ein kurzgeschlossener Drahtkreis von 4 mm Durchmesser aus 0,1 mm starkem Kupferdraht, der hinter dem Spiegel und parallel zu ihm aufgekittet war. Das ganze bewegliche System zwischen den beiden Stegen, über die die Schleife gespannt war, wog etwa 6 mg. Der Magnetstrom, mit dem auch die Dämpfung reguliert werden konnte, betrug normalerweise 4 Amp. Die Dämpfung war so gewählt, daß die Ausschläge vollkommen aperiodisch erfolgten. Es konnten mit diesem Oszillographen mühelos 80—100 unregelmäßig aufeinanderfolgende Stromstöße in der Sekunde sauber getrennt registriert werden.

Als Lichtquelle wurde für gewöhnlich eine Bogenlampe verwendet, die wahlweise mit Gleich- oder Wechselstrom betrieben wurde. Dabei betrug die Stromstärke in beiden Fällen 16—18 Amp. Gelegentlich konnte auch eine Osrampunktlichtlampe Verwendung finden, die den Vorteil absoluter Konstanz des Lichtpunktes gewährte, jedoch für schnelle Registrierungen keine genügende Helligkeit ergab. Auf die räumliche Konstanz der Lichtquelle ist, wegen der äußersten Lichtausnützung,

besonderes Gewicht zu legen. Daher ist auch die Verwendung einer Gleichstrombogenlampe einer solchen mit Wechselstrom vorzuziehen.

Auch auf die optische Einrichtung mußte besondere Sorgfalt gelegt werden, damit man die für die Registrierung der rasch verlaufenden Stromstöße nötige Helligkeit erzielte. Folgende in Fig. 4 schematisch wiedergegebene Anordnung ergab nach vielen Versuchen die besten Resultate.

Der Abstand der Lichtquelle von der Sammellinse *Lk* wurde so gewählt, daß das reelle Bild des Lichtbogens auf



Lk Sammellinse, $f = 33$ cm, Durchmesser 10 cm.
S Spalt, $9 \times 0{,}1$ cm.
Lo Sammellinse, $f = 50$ cm.
Sp Spiegel des Oszillographen.
Lz Zylinderlinse, $f = 10$ cm.
T Registriertrommel.

Abstand: *Lk*—*Lo*, *Lo*—*T* je 50 cm.
Lk—*S*, *Lo*—*Sp* sehr klein.

Fig. 4

den Oszillographenspiegel *Sp* fiel, während dann der Spalt *S* durch den Spiegel und die Objektivlinse *Lo* auf der Trommel *T* abgebildet wurde. Dadurch erreichte man, daß auch bei kleinem Oszillographenspiegel alle Strahlen, die überhaupt vom Spalt ausgesandt werden, zur Erzeugung seines reellen Bildes ausgenützt wurden. Auf möglichste Punktförmigkeit der Lichtquelle bzw. auf gute Abbildung durch die Sammellinse *Lk* (geringe sphärische Aberration) ist, mit Rücksicht auf die Kleinheit des Spiegels *Sp* besonderes Gewicht zu legen. Die Zylinderlinse *Lz* hat nur den Zweck, das Spaltbild, welches

sich gemäß den angegebenen Abständen der Anordnung, in natürlicher Größe abbilden würde, der Länge nach auf etwa 1 cm zusammendrücken. Dadurch wird das Bild entsprechend lichtstärker.

Der eigentliche Registrierapparat bestand aus einer, durch ein Uhrwerk bewegten Trommel, auf die das lichtempfindliche Papier (Bromsilber, hochempfindlich) oder der Filmstreifen (Agfa) aufgewickelt war. Die Rotationsgeschwindigkeit konnte verschieden eingestellt werden und betrug am Umfang der Trommel 0,5—4,0 cm/sec. Ein zweiter Registrierapparat, dessen Trommel mit Spindelantrieb versehen war, erlaubte Registrierungen bis 50 cm/sec.

Die Oszillographenschleife wurde gewöhnlich direkt in den Anodenkreis der letzten Lampe eingeschaltet. Der Ruhestrom wurde entweder durch Kompensation[1]) auf Null herabgesetzt oder aber bei den meisten Registrierungen nicht kompensiert. Jedoch wurde dann der Ruheausschlag durch mechanisches Zurückdrehen der Oszillographenschleife auf Null gebracht. Außerdem konnte die Empfindlichkeit des Instrumentes in weiten Grenzen durch stärkeres oder schwächeres Spannen der Schleife reguliert werden.

d) Der elektrische und akustische Schutz

Der elektrische Schutz der ganzen Verstärkeranordnung (hauptsächlich der Aufnahmelampe und der letzten Lampe), auf dessen Wichtigkeit schon Greinacher (a. a. O. 1926) aufmerksam gemacht hat, wurde hier dadurch realisiert, daß die ganze Apparatur inklusive Hochspannungs- und Gittervorspannungsbatterien in einem metallenen Gehäuse untergebracht wurde, das mit dem positiven Pol der 10-Volt-Heizbatterie verbunden war. Ganz besondere Aufmerksamkeit erforderte auch der von der Innenelektrode der Zählkammer nach dem Gitter hin führende Verbindungsdraht. Es zeigte sich, daß auch die (natürlichen) α-Teilchen der umgebenden Luft, wenn auch schwächer, mitregistriert wurden, da zwischen dem Verbindungsdraht und den spannungführenden Teilen der Zählkammer ein beträchtliches Feld herrschte. Um dieses Feld

1) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

abzuschirmen und das für die Störung in Betracht fallende Luftvolumen zu verkleinern, wurde dieser Zuführungsdraht mit einem Metallrohr, das mit dem Schutzgehäuse verbunden war, umgeben. Das Rohr wurde indessen, um die Kapazität des Systems nicht zu sehr zu vergrößern, nicht zu eng gewählt. Im übrigen erwies es sich als günstig, von einer eigentlichen Erdung all dieser, untereinander verbundenen Teile abzusehen.

Es war völlig unmöglich, ohne diesen Schutz auszukommen, schon weil ohne diesen die Apparatur in andauerndes Pfeifen geriet. Es sind hauptsächlich die erste und die letzte Lampe[1]), deren Gitter isoliert sind, welche die Anordnung als störungsempfindlich erscheinen lassen. Die Empfindlichkeit für äußere Einflüsse war so, daß ohne den elektrostatischen Schutz der hiesige 10 km weit entfernte Rundspruchsender im Lautsprecher gehört wurde, trotzdem keine Spur von Abstimmung (Hochohmwiderstände) vorhanden war und die Versuchsanordnung sich im Souterrain des Instituts befand.

e) Die radioaktiven Präparate

Es wurden für die nachstehenden Versuche zwei Poloniumpräparate verwendet. Ein schwächeres (A) in Form eines kleinen Kupferknopfes und ein stärkeres (B) in Form eines etwa 1 cm² großen Platinplättchens. A war auf elektrolytischem Weg mit *Ra D* überzogen, so daß man außer der α-Strahlung des Poloniums auch die β-Strahlung des *Ra E* hatte. B, ebenfalls elektrolytisch dargestellt, bestand aus reinem, vom Wiener Radiuminstitut bezogenen Polonium. Zur Zeit der Versuche ergab die einseitige Gesamtaktivität des Präparats B einen Sättigungsstrom von 100 bis 150 elektrostatischen Einheiten.

2. Wirkungsweise der Apparatur

Die Funktionsweise der Aufnahmelampe ist schon bei Greinacher[2]) beschrieben und sei hier nochmals kurz wiederholt:

Tritt durch die Öffnung O oder O' in Fig. 1 eine α-Partikel in die Kammer ein, so entsteht längs ihrer Bahn eine

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926.
2) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

Ionenkolonne. Infolge des elektrischen Feldes in der Kammer werden die Luftionen des einen Vorzeichens an die Elektrode fliegen und dort ihre Ladung abgeben, während die des anderen Vorzeichens an die Kammerwand wandern. Dadurch erhält die Elektrode eine kleine Potentialänderung, die sich dem Gitter der Aufnahmelampe mitteilt. Infolgedessen resultiert auch im Anodenkreis derselben eine entsprechende Stromstärkenänderung, welche dann weiter verstärkt werden kann. Es ist ohne weiteres anzunehmen, daß die entsprechende Stromstärkenänderung in erster Annäherung proportional der entladenen Elektrizitätsmenge, bzw. der Ionen*zahl* ist. Dauer und Größe des Stromimpulses hängen im übrigen vom Vorzeichen der Kammerspannung ab. Für die Ionenvorgänge in der Kammer ist dies zwar prinzipiell gleichgültig, aber die Verstärkerlampe verhält sich hier verschieden. Betrachten wir erst den praktisch wichtigeren Fall, daß die Kammer negativ geladen ist. Solange kein Ionenstrom in der Ionisationskammer fließt, besitzt das Gitter der Aufnahmelampe ein Ruhepotential, d. h. ein gewisses negatives Potential, dessen Wert von der Heizung der Lampe, von der angelegten Anodenspannung, vom Anodenwiderstand und von der Gitterisolation abhängt. Dieses Ruhepotential ist jedoch von der angelegten Kammerspannung unabhängig. Tritt nun etwa ein α-Teilchen in die Kammer ein, so wird die negative Gitterladung um einen gewissen Betrag erhöht. Nur relativ langsam wird sich dann das Gitter über die mehr oder weniger gute Isolation wieder entladen, bis der frühere Gleichgewichtszustand erreicht ist. Diese Zunahme der negativen Gitterladung kann bei Anwendung starker radioaktiver Präparate (oder z. B. infolge Wechselstrominduktion beim Neuaufladen der zwei Hochspannungskondensatoren mittels der Gleichrichteranordnung) so weit gehen, daß der Anodenstrom ganz abgedrosselt wird. Es vergehen dann unter Umständen mehrere Minuten, bis sich das Gitter wieder über die Isolation bis zum Gleichgewichtszustand entladen hat. (In solchen Fällen empfiehlt sich ein kurzes Berühren des Gitters mit dem Finger.)

Etwas anders dagegen sind die Verhältnisse bei positiver Kammerspannung. Hier wird dem Gitter durch die an die Elektrode gelangenden positiven Ionen positive Ladung zu-

geführt. Das negative Ruhepotential sinkt. Die Entladung (Neutralisation) erfolgt aber jetzt im Gegensatz zum ersten Fall, fast momentan durch die Glühelektronen. Daher ist bei gegebener Ionenzahl und Auftreffgeschwindigkeit, die Potentialänderung eine viel geringere wie im ersten Fall. Und tatsächlich beobachtet man bei positiver Kammerladung, unter sonst gleichen Bedingungen, durchweg bedeutend kleinere Ausschläge als bei negativer Kammerladung. Wir benutzten daher zur Registrierung der Ausschläge immer die letztere.[1]) Man sieht, daß jedenfalls die maximal mögliche Anodenstromänderung in beiden Fällen dadurch erniedrigt wird, daß sich das Gitter schon zu entladen beginnt, *bevor* der Ionenvorgang beendet ist. Diese Erniedrigung ist natürlich um so größer, je kürzer die Neutralisationszeit des Gitters ist. In bezug auf die Zeit der Ionenströmung ist sie (wie sehr schnelle Registrierungen gezeigt haben) bei positiver Kammer kurz, bei negativer lang, und bedingt daher die kleinere bezw. größere Empfindlichkeit beider Anordnungen und den Umstand, daß die Anodenstromstärkenänderungen nicht streng proportional der Ionenzahl sind, sondern auch in geringem Maße von ihrer Wanderungsgeschwindigkeit abhängen. Wir können jedoch diesen Fehler, der bei negativer Kammerladung verschwindend ist, vernachlässigen, so daß der ganze Vorgang als ein rein statischer angesehen werden kann. Daß dies der Fall ist, läßt sich durch folgende Näherungsrechnung darlegen:

Angenommen, der Ionenstrom einer α-Partikel fließe gleichmäßig an die Elektrode der Ionisationskammer, was bei der Anordnung von Fig. 2 ungefähr zutreffen würde; d. h. von den gebildeten Ionen eines α-Strahls gelangen in der Zeit dt stets gleichviel an die Elektrode. Wenn alle Ionen nach der Zeit T entladen sind, hört der Strom i plötzlich auf. Die in

---

1) Es gibt jedoch bald eine obere Grenze für die Registriergeschwindigkeit, und zwar ist sie nicht in der Trägheit des Oszillographen zu suchen, sondern in der „Erholungsfähigkeit“ des Gitters der Aufnahmelampe. Daher ist bei positiv geladener Kammer die mögliche Registriergeschwindigkeit eine viel größere als bei negativer Kammerladung. Bei der letzteren liegt die Grenze schon bei etwa 6 Teilchen pro Sekunde.

diesem Moment erzielte Potentialänderung V ergibt sich aus der Gleichung der Aufladung

$$C\frac{dV}{dt} = i - \frac{V}{W},$$

worin C die Kapazität des Systems, W den Gitterableitwiderstand bedeutet. Es folgt hieraus für die Potentialerhöhung

$$V_T = iW\left(1 - e^{-\frac{T}{CW}}\right).$$

Von diesem Moment an wird das Potential des Gitters wieder sinken. V_T ist also die maximal erzielte Erhöhung. Man sieht nun unmittelbar, daß V für T/CW klein, wird

$$V_T = \frac{iT}{C},$$

d. h. V ist der gesamten Ionenladung iT proportional, wie im Falle *vollkommener* Gitterisolation. Die Bedingung hierfür ist also T/CW klein. Nun ist T schon bei einer Kammerspannung von 100 Volt nur etwa $^1/_{400}$ sec. (Meistens aber bei 1000 Volt, $^1/_{4000}$ sec.) Denn bezeichnet man die Ionisierungsstrecke mit a, so ist

$$a = u\left(\frac{V}{a}\right)T,$$

wo u die Ionenbeweglichkeit. Das gibt, u zu 1 cm/sec/Volt angenommen, C zu 10 cm und W zu 10^{11} Ohm geschätzt, den Wert

$$\frac{T}{CW} = \frac{^1/_{400} \cdot 9 \cdot 10^{11}}{10 \cdot 10^{11}} = {}^1/_{440}.$$

Daraus ist zu schließen, daß die maximale Spannungsänderung des Gitters selbst bei noch geringerem Ableitwiderstand (etwa 10^9 oder 10^8 Ohm) die Ionenzahl mißt. Dieser Änderung geht die Amplitude des Stromstoßes im Anodenkreis proportional. Damit nun bei weiterer Verstärkung diese Proportionalität gewahrt bleibt, dürfen keine Transformatoren in der Apparatur vorkommen. Demzufolge wurde auch die reine Widerstandsverstärkung angewendet.

Der Wirkungsunterschied der beiden Verstärkungsarten (mit oder ohne Transformatoren) kann aus folgender Darstellung der Vorgänge ersehen werden:

Wir nehmen an, wir hätten eine gegebene Anzahl Luftionen, die einmal in der Zeit T, das andere Mal in der Zeit $T/2$ auf die Gitterelektrode fallen. Fig. 5 veranschaulicht dann rein schematisch deren Potentialverlauf in Funktion der Zeit. Wir nehmen hierbei zur Vereinfachung an, daß die Neutralisation gleichmäßig über die Gitterisolation erfolge, während natürlich in Wirklichkeit die Ladung nach einem exponentiellen Gesetz abnimmt. Wir stellen diese, im Verhältnis zu T große Zeit durch die willkürlich gewählte

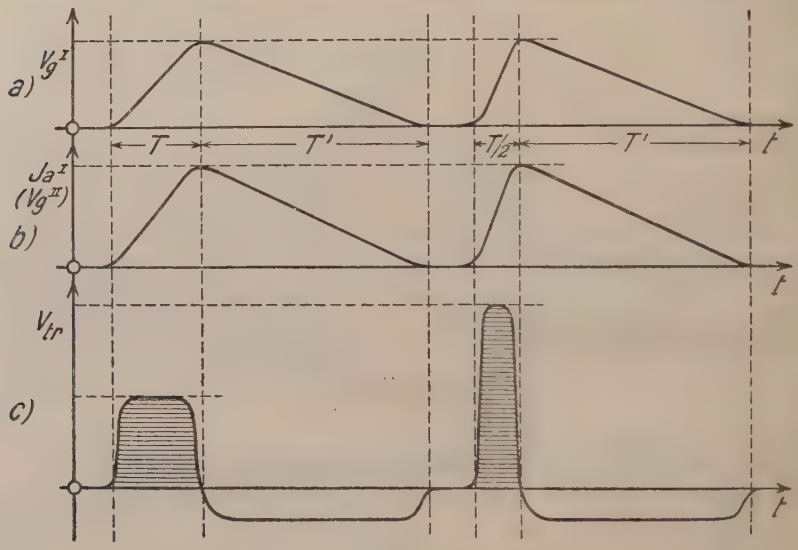


Fig. 5

Strecke T' dar. (Für negative Kammerladung). Vernachlässigen wir dann T gegenüber T', was nach dem früheren berechtigt ist, so werden, wie in Fig. 5 eingezeichnet, die beiden Potentialmaxima einander gleich. Diese Potentialänderungen des Gitters bewirken im Anodenkreis der Aufnahmelampe ebenso langandauernde, konforme Stromstärkenänderungen. Dementsprechend sind in Fig. 5 auch diese Maxima gleich groß (alles übrigens in willkürlichem Maßstab aufgezeichnet). Schalten wir dagegen, als Kopplungsglied für die nächste Verstärkerröhre, einen Transformator in den Anodenkreis der Aufnahmelampe, dann gibt die Kurve in

Fig. 5c den Strom- bzw. den Spannungsverlauf auf dessen Sekundärseite an. Da die Aufladungszeit des Gitters in einem Fall T sec, im anderen nur $T/2$ sec beträgt, so verhalten sich die beiden induzierten Maximalspannungen wie 1:2.

Ein Oszillograph, der die *Amplitude* des Stromstoßes anzeigt, würde also für den Fall von Fig. 5c ganz verschiedene Ausschläge geben je nach der Dauer der Ionenentladung. Aber auch im Falle eines ballistischen Galvanometers, welches das *Integral* des Stromimpulses mißt, würden verschiedene Ausschläge resultieren. Bei einem eisenfreien Transformator würden allerdings die beiden schraffierten Flächenstücke in Fig. 5c (und somit auch die Ausschläge) stets gleich groß ausfallen, und zwar, wie sich leicht zeigen läßt, auch bei einer beliebigen Stromkurve für J_a. Bei Eisentransformatoren dagegen ist das Übersetzungsverhältnis kein konstantes, ein Umstand, der z. T. für die bekannte Verzerrung des radiotelephonischen Empfangs verantwortlich gemacht wird. Hier wird ja aus demselben Grunde vielfach die Widerstandsverstärkung bevorzugt. Für rasche Registrierung kommt im übrigen das ballistische Galvanometer überhaupt nicht in Betracht. Große Registriergeschwindigkeit ist aber nicht nur aus Zeitersparnis sehr erwünscht, sondern es spielen dann auch die unvermeidlichen sporadisch auftretenden Impulse[1]) nur noch eine untergeordnete Rolle. Zweckmäßig ist daher die Verwendung eines Saitengalvanometers[2]) oder eines Schleifenoszillographen. In diesem Falle wird die Stromamplitude gemessen, und zur Wahrung der Proportionalität mit der entladenen Ionenmenge ist dann die Widerstandsverstärkung anzuwenden.

Die Vorteile unserer Anordnung lassen sich etwa wie folgt zusammenfassen:

1. Die Ausschläge sind proportional der Anzahl der entladenen Luftionen in der Kammer, und sind in weiten Grenzen unabhängig vom zeitlichen Verlauf des Ionenvorganges. Es läßt sich demnach der richtige Verlauf der Sättigungskurve an einzelnen Partikeln bestimmen.

---

1) Auch unter günstigen Bedingungen traten immer noch 1—3 Impulse/min auf.

2) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

2. Wählt man eine Kammerspannung, die mindestens gleich der Sättigungsspannung ist, so sind die Ausschläge proportional der *gebildeten* Ionenzahl. Die Spannung braucht weder genau gemessen zu sein, noch braucht sie konstant gehalten zu werden.

Der einzige Nachteil, den man bei der Widerstandsverstärkung mit in Kauf nehmen muß ist der, daß im allgemeinen zur Erzielung der gleichen Endverstärkung eine größere Lampenzahl (Stufen) notwendig ist, als bei der Anwendung von Transformatoren.

Der Gesamtverstärkungsfaktor unserer Apparatur wurde in folgender Weise bestimmt: Ein Glimmerkondensator von 0,131 MF konnte durch eine Wippe einerseits an eine Batterie angeschlossen, und darauf direkt an die Klemmen des Oszillographen gelegt werden. Die bei 40 Volt Aufladung beobachteten Ausschläge (1 cm) entsprachen in der Größe denjenigen, die man vermittels der Verstärkerapparatur aus α-Teilchen erzeugen konnte, wenn diese in der Kammer eine Ionisierungsstrecke von 0,5 cm durchliefen. Rechnet man für die ganze Bahn eines α-Teilchens von der Reichweite von 4 cm im Mittel 160 000 Ionenpaare, so fallen auf 0,5 cm 20 000. Diese 20 000 an die Elektrode wandernden Ionen transportieren eine Elektrizitätsmenge von

$$20\,000 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-19} = 3{,}18 \cdot 10^{-15}\ \text{Cb.}$$

Andererseits hatte der oben erwähnte Kondensator *vor* der Entladung die Elektritätsmenge von $5{,}24 \cdot 10^{-6}$ Cb. aufgenommen. Somit bildet das Verhältnis beider den Gesamtverstärkungsfaktor der Apparatur (in bezug auf Ladungsmengen). Er beträgt folglich

$$\frac{5{,}24 \cdot 10^{-6}}{3{,}18 \cdot 10^{-15}} = 1{,}65 \cdot 10^{9}.$$

Man sieht danach auch, wie relativ wenig empfindlich der Oszillograph war, eine Eigenschaft, die natürlich mit der Forderung hoher Eigenschwingungszahl Hand in Hand ging. Die im folgenden wiedergegebenen Registrierungen entsprechen Stromimpulsen von der Größenordnung eines Milliampere und mehr.

Was die Nullpunktsschwankungen anbelangt, sind diese nie ganz zum Verschwinden zu bringen. Sie hängen in hohem Maße von der Güte des elektrischen und vermutlich auch des magnetischen Schutzes ab, so daß man sie möglicherweise durch Anwendung eines genügend dicken Eisengehäuses auf noch bedeutend kleinere Werte herunterdrücken könnte. (Vermeidung jeglicher magnetischen Induktion von benachbarten niederfrequenten Wechselfeldern.) In unseren Versuchen, wo als Schutz Aluminium verwendet wurde, betrugen jedoch die Nullpunktsschwankungen im ungünstigsten Fall nur etwa 4—5 Proz. der Registrierausschläge. Die Nullpunktsschwankungen sind auch in hohem Maße von der Heizung der Aufnahmelampe abhängig. Eine schwächere Heizung und damit verbunden eine geringe Anodenspannung[1]) für die Aufnahmelampe wirken in diesem Sinne günstig. Die relativ breiten Nullinien der nachfolgenden Registrierungen rühren nicht etwa von Nullpunktsschwankungen her, sondern sind das Resultat einer optischen Überstrahlung, indem das lichtempfindliche Papier, bei der langsamen Rotation der Trommel, auf der Nullinie viel zu lange exponiert wurde. Dieser Haloeffekt (Lichthof) trat in Fällen normaler Exposition nicht ein. (Schnelle Registrierung).

Die auf sämtlichen Registrierausschlägen des Oszillographs mehr oder weniger gut erkennbaren Haltepunkte des Lichtzeigers haben allem Anschein nach ihre Ursache in der Aufnahmelampe. (Jedenfalls nicht im Oszillographen). Der Grund dafür scheint der, daß das erste Gitter bei jedem Stromimpuls äußerst feine mechanische Schwingungen ausführt, die natürlich dementsprechende Kapazitätsänderungen mit sich bringen, so daß dadurch dem Anodenstrom ein sinusähnlicher Wechselstrom überlagert wird, der dann weiter

1) Es sei bemerkt, daß auch hier Glühdrahtspannung und Anodenspannung im gleichen Sinne zu variieren sind, um ein gutes Arbeiten der Lampe zu erzielen. So ergab sich bei der von mir verwendeten Telefunkenlampe bei etwa 80 prozentiger Normalheizung eine Anodenspannung von 0 Volt, d. h. die Anode war über den äußeren Widerstand direkt mit dem positiven Glühfadenende verbunden. Dabei waren die α-Ausschläge nur noch $^1/_4$—$^1/_5$ derjenigen, die mit 40 Volt Anodenspannung zu erhalten waren. Dafür aber waren die Nullpunktsschwankungen prozentual kleiner.

verstärkt wird. Es hat sich gezeigt, daß die Periode dieser Schwingungen immer dieselbe ist, ganz unabhängig von der mechanischen Spannung der Oszillographenschleife. Es gelang, diese Schwingung zu registrieren. Aufn. 1, Taf. XXI zeigt ein Stück eines bei 44 cm/sec Geschwindigkeit erhaltenen Registrierstreifens. Man erkennt deutlich eine Grundschwingung von etwa 70 Per./sec, — die also deutlich von einer eventuellen Induktion der Lichtleitung (40 Per.) abweicht, — mit zeitweise stärkerem oder schwächerem Hervortreten von Oberschwingungen. In Aufn. 2, Taf. XXI sind einige α-Ausschläge bei einer Registriergeschwindigkeit von 35 cm/sec wiedergegeben, welche zeigen sollen, daß nach dem eigentlichen α-Impuls (erster sehr steiler Anstieg der Kurve, der immer ganz glatt verläuft) eine Anzahl abklingender Schwingungen auftreten, welche die erwähnten Haltepunkte erzeugen. Man erkennt (aus der Registriergeschwindigkeit), daß letztere nur von Oberschwingungen der oben angegebenen Grundfrequenz von 70 herrühren können. Daß bei allen nachstehenden Versuchen der Oszillograph vollkommen aperiodisch arbeitete, erkennt man aus der Aufn. 3, Taf. XXI, welche die mit unterbrochenem Gleichstrom aufgenommene Dämpfungskurve darstellt.

Der Grund für die Annahme einer ursprünglich mechanischen Schwingung des Gitters der Aufnahmelampe ist der, daß die ganze Apparatur (die Schwingungen des Apparates haben keine Analogie mit denjenigen einer als Generator wirkenden Dreielektrodenröhre, schon aus dem Grunde nicht, weil die ersteren gedämpft sind) auf akustische Störungen stark empfindlich war, hauptsächlich aber auf reine Töne ganz bestimmter Frequenz bzw. auf einen Grundton und seine Obertöne ansprach, und dies auch dann, wenn kein Telephon in die Apparatur eingeschaltet war.

Eine ähnliche Empfindlichkeit gegen Erschütterungen, Geräusche und Töne wurde schon von Greinacher[1]) beschrieben, nur mit dem Unterschied, daß dort das Schwingen des ganzen Apparates infolge Rückwirkung der Transformatoren sich sehr leicht zu einem bleibenden Maximum aufschaukelte. Diese Erscheinung trat bei der neuen Anordnung

1) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

nicht ein, vermutlich wegen der Abwesenheit jeglicher relativ niederohmiger Selbstinduktionen. Die primäre Erregungsursache für das Entstehen dieser Schwingungen ist aber höchstwahrscheinlich in beiden Anordnungen dieselbe.

II. Versuche und Ergebnisse

1. Prüfung der Apparatur

a) Tropfenversuch

Wie schon in der Einleitung bemerkt, ergaben die Aufzeichnungen des Registrierapparates sehr verschiedene Werte für die Wirkung einzelner α-Teilchen gleicher Geschwindigkeit und Reichweite. Es ist a priori nicht klar, warum die Strahlen, die doch in der Ionisierungskammer gleichlange Bahnen durchlaufen, nicht auch gleichviel Ionen bilden sollen. Denn die durchschnittliche Zahl der gebildeten Ionenpaare beträgt immerhin pro Zentimeter Bahnlänge etwa 40000. Kleine Differenzen in in der Registrierung wären denkbar, nicht aber solche bis 500 Proz. Es hatte daher den Anschein, daß dies auf einem Fehler der Nachweisapparatur beruhe. Es was daher von großer Wichtigkeit, ein für allemal festzustellen, ob die Versuchsanordnung an und für sich, getrennt von dem Ionenvorgang, immer gleich arbeitet, und festzustellen, ob die erhaltenen Ausschlagsgrößen unabhängig voneinander stets gleich groß ausfallen. Es handelte sich also darum, dem Gitter der Aufnahmelampe genau reproduzierbare Potentialschwankungen zu erteilen und zu konstatieren, ob unter sonst unveränderten Versuchsbedingungen, stets gleiche Ausschläge erhalten werden. Nach mehreren erfolglosen Versuchen mit pendelartigen Anordnungen lieferten uns schließlich herabfallende geladene Flüssigkeitstropfen die gegebene Methode. Wie aus Fig. 6 hervorgeht, wurde das Gitter der Aufnahmelampe mit einem kleinen Faradayschen Eimer verbunden, dessen Boden, um das Herausspritzen der Flüssigkeit zu vermeiden, mit einem Wattebausch bedeckt war. (Selbstverständlich befand sich dieser Eimer innerhalb des elektrischen Schutzes der ganzen Apparatur.)

In diesen Eimer fielen Wassertropfen von einer gewissen Höhe durch ein am Schutzkasten befindliches Loch herab aus einer isoliert aufgestellten Flasche mit Ausflußkapillare.

Die Flasche konnte auf ein beliebiges konstantes Potential geladen werden[1]), so daß die herabfallenden Tropfen, ihrer gleichbleibenden Größe entsprechend, immer die gleiche Elektrizitätsmenge transportierten. Durch passende Wahl des Flaschenpotentials und der Fallhöhe konnte man sowohl die Ladung der Tropfen, als auch die Aufladungszeit des Gitters immer derart wählen, daß sie dem wirklichen, durch α-Strahlen erzeugten Ionenvorgang möglichst entsprachen.

Um nun den Beweis zu leisten, daß die Inhomogenität der α-Ausschläge nicht in der Nachweisapparatur ihre Ur-

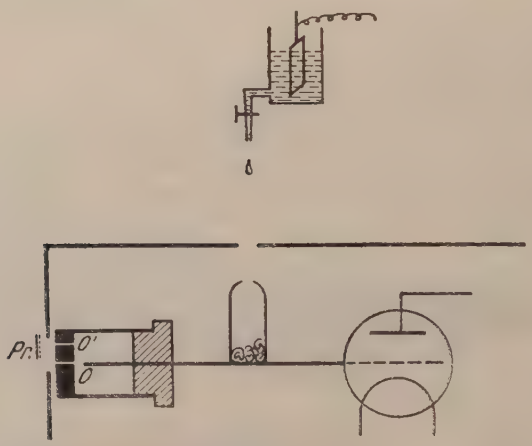


Fig. 6

sache hat, wurden nacheinander folgende Registrierungen vorgenommen:

1. Nur mit geladenen Tropfen.
2. Mit Tropfen und α-Teilchen zugleich.

Die Versuchsbedingungen waren beidemal genau dieselben. Kammerspannung — 1500 Volt, Feldstärke in der Kammer etwa 1500 Volt/cm. Tropfen in Zeitabständen von etwa 2 Sek. Bestrahlung durch O' in Fig. 6. Die erhaltene Aufnahme ist Nr. 4, Taf. XXII. Man ersieht hieraus, daß die Ausschläge mit Tropfen stets gleich groß ausfallen, während auch hier wieder die α-Teilchen ganz inhomogene Ausschläge liefern. Als Prä-

1) Sie wurde gewöhnlich mit der Ionisierungskammer verbunden.

parat wurde bei diesem Versuch „*A*“ gewählt. Dabei ist zu bemerken, daß die von „*A*“ ausgesandten β-Teilchen auf die Registrierung keinen Einfluß haben.[1]) Im übrigen ist nicht nur die *Amplitude* der Tropfenausschläge konstant, sogar der eigenartige zeitliche Verlauf der Aufladung wird stets gleich wiedergegeben. (Vgl. den anfänglich in entgegengesetzter Richtung erfolgenden Ausschlag.) Auch hier treten Haltepunkte des Lichtzeigers, beruhend auf superponierten Schwingungen, auf. Eine etwas raschere Registrierung (Aufn. 5 Taf. XXII) möge die Schwingungen noch deutlicher zeigen. Hier war hinter die letzte Verstärkerlampe ein Transformator geschaltet. Man erkennt daher infolge mangelnder Gleichrichtung Induktion und Gegeninduktion; dann aber, daran anschließend, die gedämpften Oszillationen, die hier ebenfalls stets vollkommen gleich auftreten. Also selbst im Falle eines Transformators arbeitet die Apparatur stets gleichmäßig.

b) Mittelwertsregistrierungen

Nach allem war anzunehmen, daß die Inhomogenität der Ausschläge einer ungleichen Ionisierung der einzelnen α-Teilchen zuzuschreiben war. Um dieses Resultat aber noch weiter zu erhärten, wurde eine Mittelwertsregistrierung vorgenommen. In der Voraussetzung, daß der statistische Mittelwert einer größeren Anzahl Ausschläge praktisch stets gleich groß ist, waren dann mehr oder weniger konstante Amplituden zu erwarten. Die Anordnung war so getroffen, daß das Präparat „*B*“ sehr nahe an die größere Öffnung *O* der in Fig. 7 schematisch wiedergegebenen Kammer gesetzt wurde, so daß in der Zeiteinheit eine große Anzahl Teilchen in diese gelangen konnten. Damit der Effekt jedes einzelnen α-Teilchens nicht zu groß ausfiel[2]), wurde die Ionisierungsbahn durch Verschieben der Mittelelektrode auf 1 mm herabgesetzt. Die Spannung war wieder so gewählt, daß die Feldstärke größer als diejenige für die Sättigung war.

Normalerweise war die Öffnung *O* der Kammer (über die eine Aluminiumfolie von 0,007 mm Dicke gespannt war) durch

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926 und 1927.
2) Vgl. S. 883, Zeile 28.

eine Blende verdeckt und wurde nur für kurze Zeit, durch eine torsionspendelartige Anordnung periodisch freigegeben. Die Zeit, während welcher die Öffnung frei lag, betrug etwa $^1/_{20}$ Sek., und in dieser Zeit traten ungefähr 60 α-Teilchen in die Kammer. (Berechnet aus der Größe der Öffnung und der Stärke des Präparats.) Dadurch, daß die Aufnahmelampe für diese

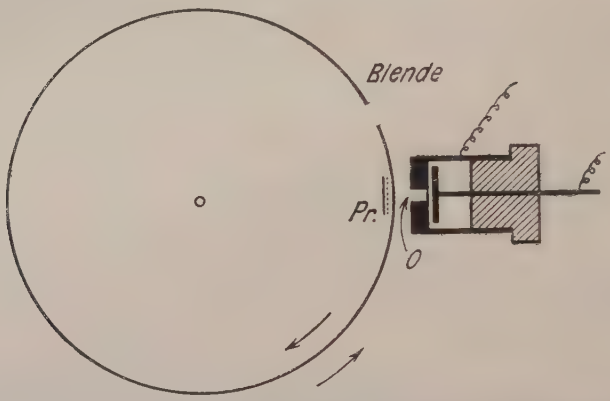


Fig. 7

sehr rasch aufeinanderfolgenden gleichgerichteten Impulse zu träge war, zeigte der Oszillograph deren Mittelwert an. Auch diese Aufn. 6 (Taf. XXIII) ist ein Beweis für die Zuverlässigkeit der Apparatur, da die Ausschläge hier, wie vorauszusehen, ungefähr gleich groß ausfielen. Für vollkommene Gleichheit wären natürlich entsprechend mehr Teilchen notwendig.

c) Aufnahme einer Sättigungsstromkurve

Um die einwandfreie Funktion der Apparatur darzutun, wurden mit der vorbeschriebenen Anordnung noch Sättigungsstromkurven aufgenommen. In Fig. 8 ist diejenige für Luft dargestellt. Der richtige Verlauf dieser Kurven zeigte, daß die Methode tatsächlich quantitative Ionisierungsmessungen erlaubt. Wie erwartet, erhält man insbesondere Sättigung oberhalb einer gewissen Feldstärke, im Gegensatz zur Verstärkeranordnung mit Transformatoren, wo der Ausschlag mit zunehmender Feldstärke stets weiter wächst. Aus den Kurven ließ sich zudem für die späteren Versuche entnehmen, welche

Kammerspannungen zum mindesten für quantitative Registrierungen zu benützen waren.

Die Sättigungskurven wurden durch Mittelwertsregistrierungen, gemäß dem vorangehenden Abschnitt, ermittelt. Aber auch bei den Registrierungen von einzelnen α-Teilchen ließ sich feststellen, daß die mittleren Ausschläge oberhalb der Sättigungsspannung dieselben blieben. Auch die Inhomogenität blieb unverändert. Allzu hohe Feldstärken mußten indessen

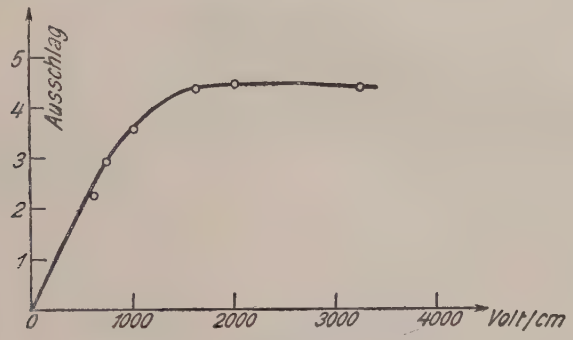


Fig. 8

vermieden werden (untersucht wurden die Ausschläge bis zu Feldstärken von 30000 Volt/cm), da sich Kriechentladungen über die isolierenden Teile der Ionisierungskammer bemerkbar machten. Hierdurch entstanden starke Nullpunktsschwankungen.

2. Untersuchungen über die Inhomogenität der Registrierausschläge

a) Allgemeines über die Ausführung der Versuche und die Darstellung der Ergebnisse

In sämtlichen nachfolgenden Versuchen wurde die in Fig. 2 wiedergegebene Ionisierungskammer verwendet. Die Eintrittsöffnung für die Strahlen war innen mit einer 0,007 mm dicken Aluminiumfolie bedeckt. Der Abstand der Innenelektrode von der Vorderwand der Kammer betrug 0,5 cm, so daß von der ganzen Bahn eines α-Teilchens nur 0,5 cm zur Ionisierung ausgenützt wurde.

Bei Anwendung verschiedener Gasfüllungen der Kammer wurden die betreffenden Gase vor jeder Registierung mindestens $^1/_4$ Stunde in langsamem Strome durch die an der Kammer

angebrachten seitlichen Rohransätze hindurchgeleitet, und wurde der Gasstrom erst kurz vor dem eigentlichen Versuch, durch beidseitiges Absperren der Rohrleitungen abgestellt. Der Gasdruck war somit während des Versuchs konstant und ziemlich gleich dem Atmosphärendruck. Ein ständiges Durchströmenlassen der Gase während des Versuchs hat den Nachteil, daß die Nullpunktsschwankungen bedeutend größer werden, so daß die Registrierausschläge ungenauer ausgewertet werden können. Bei Anwendung gewöhnlicher Zimmerluft als Kammerfüllung wurde diese ebenfalls mindestens $^1/_4$ Stunde lang mittels

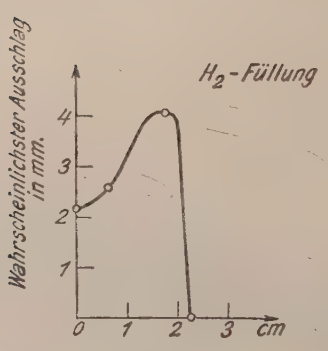


Fig. 9

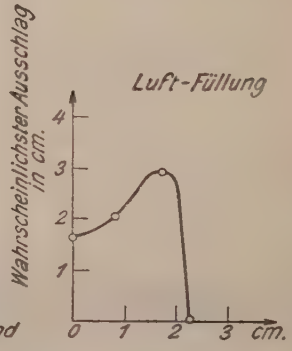


Fig. 10

einer Wasserstrahlpumpe durch die Kammer gesaugt. Bei Gasgemischen, wie Wasserstoff–Stickstoff, wurden die Komponenten am Vortage des Versuchs hergestellt und nach der Durchmischung in einem Gasometer aufbewahrt.

Da die Ausschläge für die α-Teilchen in ihrer Größe davon abhängen, welchen Teil ihrer Bahn zur Ionisierung verwendet wird, so war es zur Orientierung nötig, die Ionisierung als Funktion des Präparatabstandes zu bestimmen. Es wurden zwei diesbezügliche Kurven für Wasserstoff und für Luft ermittelt (Figg. 9 u. 10). In diesen ist als Abszisse der Abstand des Präparats von der Kammerwand eingetragen. Der Weg, den die Teilchen vor Eintritt in den Ionisierungsraum zurückgelegt hatten, war dann gleich diesem Abstand plus dem Luftäquivalent der Al-Folie von 0,007 mm (d. h. gleich 1,3 cm) plus der Länge des Blendenkanals von 5 mm. Also insgesamt Abstand plus 1,8 cm. Als Ordinaten wurden in beiden Kurven

die wahrscheinlichsten Ausschläge eingetragen, welche aus einer größeren Anzahl Einzelmessungen ermittelt wurden.

Außer der verschiedenen Gasfüllung sind die Bedingungen bei beiden Kurven genau dieselben: Kammerfeldstärke 2000 Volt/cm, Ionisierungslänge in der Kammer 0,5 cm. Bei einem Druck von durchschnittlich 715 mm können wir die Reichweite der α-Strahlung aus Polonium (Präparat „*B*“), den Wert 4,05 cm annehmen.

Beide Kurven zeigten den charakteristischen Verlauf der Ionisierungskurve[1]) (Braggsche Kurve) hier mit dem Maximum bei 1,7 cm. (Aus ihrer Form ergibt sich auch, daß die verwendete Strahlenquelle homogene α-Strahlen aussendet.) Um bei den späteren Versuchen von einer eventuellen kleinen Reichweitestreuung unabhängig zu sein, wurde das Präparat im folgenden etwas näher (Abstand 1,5 cm) an die Kammer gesetzt. Ferner wurde für alle nachfolgenden Registrierungen die Kammerspannung durchwegs negativ und von der Größe von 1000—2000 Volt gewählt. Die Feldstärke betrug folglich 2000—4000 Volt/cm, war also laut den früher aufgenommenen Sättigungskurven, erheblich über dem Sättigungswert. Im übrigen sind die Absolutwerte der Ausschläge bei Luft und Wasserstoff nicht ohne weiteres miteinander zu vergleichen, da die Meßempfindlichkeit (wegen des genauen Auswertens der sehr kleinen Ausschläge mit Wasserstoff) bei Wasserstoff größer gewählt werden mußte. Aber auch wenn diese nicht willkürlich geändert wird, so können die Ausschläge auf verschiedenen Registrierstreifen nicht immer ohne weiteres absolut verglichen werden. Da die Auswechslung der Gasfüllung der Kammer mindestens $^1/_4$ Stunde in Anspruch nahm, hatte man immer damit zu rechnen, daß sich die Empfindlichkeit der Verstärkerapparatur inzwischen etwas geändert hatte. Es genügt nicht etwa den Heizstrom und die Anodenspannung zu kontrollieren, um eine Gewähr für die Konstanz des Verstärkungsfaktors der gesamten Anordnung zu erhalten. Bei der angewandten hohen Verstärkung und der großen Stufenzahl können sehr geringe Unterschiede der Betriebsbedingungen an einzelnen Lampen

1) Diese erscheint hier nach links hin wegen des Reichweiteverlustes von 1,8 cm vorzeitig abgeschnitten.

unter Umständen nicht unerhebliche Schwankungen des Gesamtverstärkungsfaktors zur Folge haben. Immerhin sind diese langsamen Änderungen so mäßig, daß der Verstärkungsfaktor innerhalb der Zeit einer einzelnen Registrierung (einige Sekunden bis eine Minute) als konstant angesehen werden kann. Die Hauptursache dieser Schwankungen der Empfindlichkeit liegt darin, daß die Bedingungen, unter denen die Röhren hier arbeiten (hauptsächlich der ersten und der letzten), im betriebswarmen Zustand anders waren als kurz nach ihrer Einschaltung. Es empfahl sich daher, die ganze Apparatur schon etwa eine Stunde vor der ersten Registrierung in Betrieb zu setzen (Heiz- und Anodenstrom). Die folgende Tabelle gibt die Größe des wahrscheinlichsten Ausschlages (bestimmt aus einer größern Anzahl gemessener Ausschläge), in Abhängigkeit von der Zeit, vom Augenblick des Einschaltens an gerechnet:

	Wahrscheinlichster Ausschlag in mm
Kurz nach dem Einschalten d. Lampen	27,0
Nach 10 Minuten	18,0
Nach weiteren 10 Minuten	12,65
„ „ 10 „	12,05
„ „ 20 „	11,9
„ „ 10 „	11,8
„ „ 30 „	11,1
„ „ 10 „	11,6

Es handelte sich nun darum, aus den photographischen Registrierungen die Verteilungskurven für die Ausschläge zu erhalten. Da die Zahl der Registrierausschläge pro Aufnahme variierte, und auch die mittleren Ausschläge in verschiedenen Gasen verschieden waren, so waren überdies die Kurven aufeinander zu reduzieren. Alle Kurven sollten für die gleiche Teilchenzahl (z. B. 100) und denselben wahrscheinlichsten Ausschlag (z. B. 10 mm) wiedergegeben werden. Dabei fallen die Maxima, entsprechend der Größenverteilung, verschieden hoch aus. Um daher die unmittelbare Vergleichung der Streuung durch Vergleich der Kurvenbreiten zu gestatten, wurden die Kurven nachträglich auf eine gemeinschaftliche Höhe reduziert, d. h. die Kurven wurden dargestellt für die gleiche Häufigkeit des wahrscheinlichsten Ausschlages. In dieser Darstellung verlieren dann die Abszissen ihren absoluten Charakter.

Nachfolgend sei als Beispiel die Auswertung einer Registrierung für Luft als Kammerfüllung, unter den gleichen Bedingungen wie die späteren Aufnahmen mit anderen Gasen, mitgeteilt. Die ganze Aufnahme weist 160 Ausschläge von einer mittleren Größe von 8—9 mm auf. Durch Anlegen eines Maßstabes konnten die verschiedenen Ausschläge auf etwa 0,5 mm genau gemessen werden. Wir mußten folglich immer auf ganze oder halbe Millimeter auf- bzw. abrunden. Die Meßgenauigkeit beträgt also $\pm$ 0,25 mm oder absolut 0,5 mm. Man erhielt so die Zahlen der Kolonnen II und III.

Aus den Kolonnen II und III ließe sich unmittelbar die

I	II	III	IV		V	
Intervall	Gemess. Größe	Ausschl. Anzahl	Anzahl der Ausschläge im Interv. 1 mm Z'	Intervall	Z''	Intervall
2,75— 3,25	3,0	1				
			1	2,75— 3,75		
3,25— 3,75	3,5	0				
					0	3,25— 4,25
3,75— 4,25	4,0	0				
			1	3,75— 4,75		
4,25— 4,75	4,5	1				
					1	4,25— 5,25
4,75— 5,25	5,0	0				
			1	4,75— 5,75		
5,25— 5,75	5,5	1				
					5	5,25— 6,25
5,75— 6,25	6,0	4				
			10	5,75— 6,75		
6,25— 6,75	6,5	6				
					18	6,25— 7,25
6,75— 7,25	7,0	12				
			30	6,75— 7,75		
7,25— 7,75	7,5	18				
					42	7,25— 8,25
7.75— 8,25	8,0	24				
			61	7,75— 8,75		
8,25— 8,75	8,5	37				
					71	8,25— 9,25
8,75— 9,25	9,0	34				
			47	8,75— 9,75		
9,25— 9,75	9,5	13				
					19	9,25—10,25
9,75—10,25	10,0	6				
			9	9,75—10,75		
10,25—10,75	10,5	3				
					3	10,25—11,25

Total 160 Ausschläge.

Verteilungskurve entnehmen. Denn die in III angegebenen Zahlen geben auch an, wieviel Ausschläge in die Intervalle 2,75—3,25; 3,25—3,75 usw. hineinfallen. Um sie für das Intervall 1 mm umzurechnen, wären sie alle mit 2 zu multiplizieren und als Ordinaten aufzutragen. Man erhielte dann die Kurve Fig. 11 (*a*). Immerhin ist zu bemerken, daß die Meßgenauigkeit im Verhältnis zu den Intervallen von $^1/_2$ mm eine so geringe ist, daß die Verteilungskurve keinen großen Anspruch auf Genauigkeit erheben kann. Zumal ist die Höhe des Maximums durch die Meßfehler stark beeinflußt. Es hätte

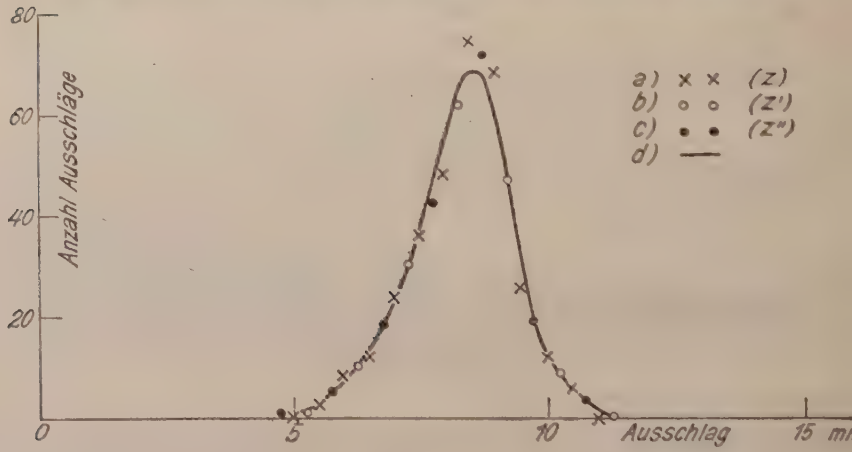


Fig. 11

sich versuchen lassen, eine genauere Kurve, durch Aufnahme einer zweiten Meßreihe für die Intervalle 2,5—3,0; 3,0—3,5 usw., zu erhalten, eine Kurve, die dieselbe Berechtigung wie die erste gehabt hätte. Durch Mittelbildung aus beiden Meßreihen hätte sich dann eine genauere Mittelkurve gewinnen lassen. Diese mühsame Auswertung hätte aber doch die beschränkte Meßgenauigkeit nicht wettmachen können.

Es wurde daher als Meßintervall 1 mm genommen. Dafür wurden zwei Meßreihen mit um $^1/_2$ mm gegeneinander verschobenen Intervallen aufgenommen. Indem man das Mittel aus den beiden (gleichberechtigten) Meßreihen nahm, wurde eine mittlere Kurve erhalten, bei der dann die Meßfehler nicht mehr in dem starken Maße hervortraten. Insbesondere waren

die Maxima zuverlässiger, was bei der Umrechnung der verschiedenen Kurven auf gleiche Maxima wichtig war. Die vorhandene Meßreihe mit der Ausmessung von $^1/_2$ zu $^1/_2$ mm wurde also einfach anders interpretiert. Dies möge durch die angeführte Tabelle veranschaulicht werden. Während Kolonne III (Z) die Kurve Fig. 11 *a* ergibt, geben Kolonne Z' und Z'', welche Z für die Intervalle 1 mm angeben, die Kurve *b* und *c*.

Die Mittelwertskurve ist dann die Kurve *d*. Man sieht, daß das Verfahren im Sinne einer Verflachung des Maximums wirkt, und allgemein eine gewisse Nivellierung der Unregelmäßigkeiten herbeiführt. Diese Art der Auswertung haben wir bei allen Registrierungen durchgeführt. Die weitere Reduzierung der Kurven auf gleiche Höhen haben wir bereits erwähnt. Dann stellen die Kurven die Häufigkeiten der einzelnen Ausschläge in bezug auf die Häufigkeit des wahrscheinlichsten Ausschlages dar. Die Breiten (z. B. in mittlerer Höhe) sind dann direkt den relativen Streuungen proportional.

b) Die Inhomogenität in Abhängigkeit von der Gasfüllung

Wasserstoff. Wie aus dem eben angeführten Beispiel für Luft als Kammerfüllung hervorgeht, ergibt sich bei diesem Gas eine ziemlich beträchtliche Streuung der Ionisationswirkung von einzelnen α-Teilchen. Es war nun denkbar, daß bei Anwendung einfacherer Gase als Kammerfüllung die Streuung der Ausschlagsgröße eine geringere würde. Gerade der Wasserstoff mußte in dieser Hinsicht Interesse bieten. Es ergab sich aber, wie schon bemerkt, daß unter den gleichen Bedingungen wie bei Luft, die Ausschläge im Mittel etwa 7mal kleiner ausfielen, so daß die Nullpunktsschwankungen prozentual viel stärker ins Gewicht fielen. Sie betrugen in ungünstigen Fällen 30—35 Proz. Mit solch schlecht definierten Ausschlägen war natürlich quantitativ wenig anzufangen. Hier konnte auch eine Vergrößerung der Ausschläge durch Erhöhung des Verstärkungsgrades nicht helfen. Immerhin sieht man aus der Aufn. 8, Taf. XXIV, daß hier eine ähnliche Inhomogenität vorliegt wie bei der Anwendung von Luft (Aufn. 7, Taf. XXIII). Den Grad der Inhomogenität hingegen, können wir jedoch erst später aus Analogieschlüssen entnehmen. Der bei dieser Aufnahme

verwendete Wasserstoff war im übrigen auf chemischem Wege aus Zink und Salzsäure dargestellt, mit Wasser gewaschen und über Phosphorpentoxyd getrocknet.

Sauerstoff. Weiterhin wurden Aufnahmen mit Sauerstoff gemacht. Dieser wurde nach einer Vorschrift von J. Habermann[1]) auf elektrolytischem Wege dargestellt, und durch Überleiten über frische Kautschukstücke und vorheriges Trocknen mit Phosphorpentoxyd, sowohl von Ozon wie auch von Wasserdampf befreit. Aufn. 9, Taf. XXIV, gibt eine Aufnahme für

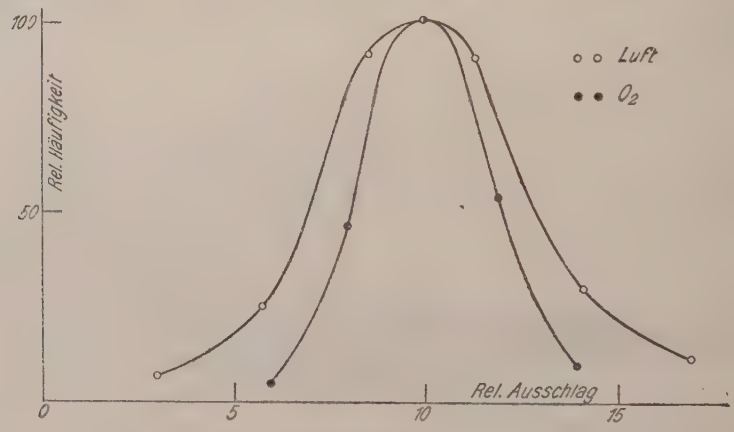


Fig. 12

Sauerstoff wieder. Man bemerkt zunächst, daß auch hier die Größe der Ausschläge von denen in Luft erhaltenen wesentlich differieren, und zwar sind sie bei Sauerstoff größer. Ferner bleibt auch hier die Inhomogenität bestehen. In Fig. 12 ist die aus den Aufnahmen nach dem obigen Verfahren gewonnene und reduzierte Verteilungskurve wiedergegeben.

Wir können den Grad der Streuung nach dem früheren zahlenmäßig dadurch angeben, daß wir die Breite der Kurve in halber Höhe messen. Wir erhalten so für Sauerstoff den Wert 4 (Teile) und für Luft 6. Die Streuung in Sauerstoff ist also merklich kleiner als in Luft.

Zu diesen Ergebnissen ist noch zu bemerken, daß die Kurven verschiedener Registrieraufnahmen um einige Prozente

1) J. Habermann, Z. angew. Chem. 1892. S. 323.

verschieden ausfallen können, bzw. sich nicht völlig decken. Die Abweichungen sind jedoch recht klein und äußern sich besonders nur in den unteren Teilen der Kurven, wo die gemessene Anzahl Ausschläge relativ klein ist. Im übrigen ist zur Feststellung des Kurvenverlaufs eine mäßige Anzahl von Ausschlägen schon hinreichend (40—50), während im allgemeinen jede Meßreihe mindestens 120 Ausschläge aufwies.

Stickstoff. Besonderes Interesse mußte nun das Verhalten des Stickstoffs bieten. Eine solche Untersuchung versprach näheren Aufschluß über die starke Streuung der Registrier-

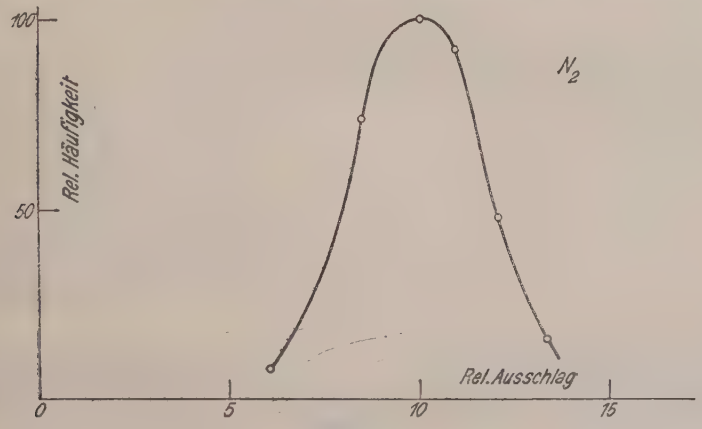


Fig. 13

ausschläge in Luft zu geben. Vor allem mußte hieraus hervorgehen, ob diese mit einer starken Streuung für Stickstoff zusammenhing oder mit dem Umstand, daß Luft molekular kein einheitliches Gas ist. Der für die Aufnahmen verwendete Stickstoff war nach einer Vorschrift von Vanino[1]) aus Chlorammonium und Natriumnitrit dargestellt und über Phosphorpentoxyd getrocknet. Der so gewonnene Stickstoff enthält noch Spuren von Stickoxyden, die jedoch nicht störend sind. Wie sich herausstellte, spielen überhaupt kleine Beimengungen nicht erwünschter Gase bei diesen Versuchen nur dann eine Rolle, wenn ihr Atomgewicht (oder Atomnummer) von dem des Füllgases stark abweicht. So z. B. sind bei Gasen wie

1) L. Vanino, Handb. d. präp. Chem., I. Bd. Verlag Ferd. Enke, Stuttgart, 1921.

Sauerstoff oder Stickstoff kleine Beimengungen von Wasserstoff sofort spürbar.

Die Aufnahmen mit Stickstoff, wovon in Nr. 10, Taf. XXIV, eine solche abgebildet ist, ergaben nun, daß die Ausschläge nur wenig kleiner ausfielen als für Luft. Wichtig ist nun die (reduzierte) Verteilungskurve, Fig. 13. Man erkennt, daß die Homogenität auch hier größer ist als bei Luft und derjenigen für Sauerstoff beinahe gleich kommt, indem die beiden Kurven sich fast genau decken. Die Streubreite ist somit auch für

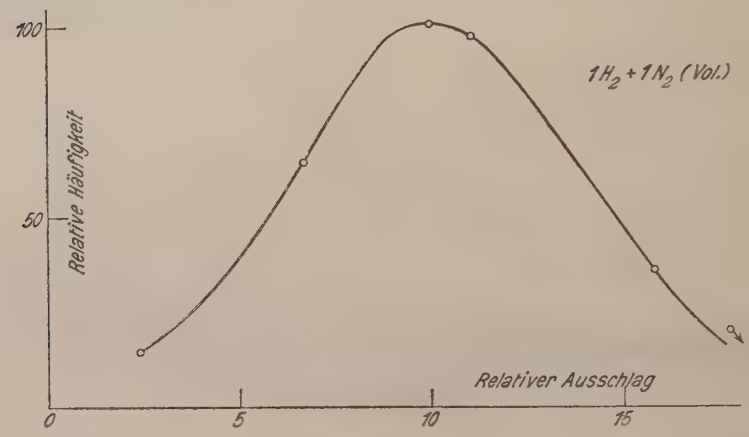


Fig. 14

Stickstoff 4 (Teile). Demnach ist die starke Streuung bei Luft nicht dem Stickstoff zuzuschreiben, sondern scheint mit der molekularen Heterogenität der Luft zusammenzuhängen.

Aus Analogie wäre dann zu schließen, daß alle einheitlichen Gase von derselben einfachen chemischen Zusammensetzung wie N_2 und O_2 also auch H_2 eine relativ kleine Streuung besitzen.

Versuche mit Gasgemischen. Da die molekulare Homogenität des Gases ein die Streuung bestimmender Faktor zu sein scheint, so müssen wir erwarten, daß sich bei Gasgemischen die Verteilungskurven verbreitern werden. Schon im Falle der Luft hatte es sich gezeigt, daß zwei für sich eine geringe und zudem praktisch gleich große Streuung ergebende Gase, bei ihrer Mischung die Verteilungskurve wesent-

lich verbreitern. Zur Bestätigung dieser Tatsache versuchten wir ein künstliches Gasgemisch, Wasserstoff–Stickstoff im Volumverhältnis 1 : 1. Aufn. 11, Taf. XXIV, gibt eine mit diesem Gemisch, unter sonst genau gleichen Versuchsbedingungen erhaltene Registrierung wieder. Die daraus gewonnene Verteilungskurve gibt Fig. 14. Die mittlere Größe der Ausschläge war etwa halb so groß wie bei Luft. Dafür ist aber, wie man sieht, die Streuung noch bedeutend größer als bei Luft. Die Breite der Kurve ergibt sich, nach obigem Ver-

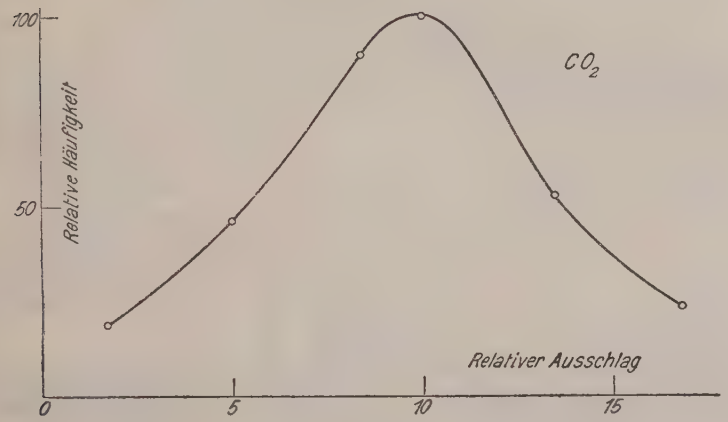


Fig. 15

fahren, zu 9. Wie es scheint, spielt also das Verhältnis der Atomgewichte bzw. der Atomnummmern der verschiedenen Gaskomponenten für die Größe der Streuung die Hauptrolle. Zudem wird die Streuung vom Mischungsverhältnis abhängen, was hier jedoch nicht näher untersucht worden ist.

Versuche mit zusammengesetzten Gasen. Es erhob sich nun noch die Frage, ob alle molekular einheitlichen Gase dieselbe Streuung aufweisen, oder ob die chemische Zusammensetzung eine Rolle spielt. Insbesondere konnten sich chemische Verbindungen anders als elementare Gase verhalten. Ein besonders einfaches Beispiel bot hier das Kohlendioxyd. Eine Aufnahme mit CO_2, welches aus einer Stahlflasche entnommen und über Phosphorpentoxyd getrocknet war, zeigt Nr. 12. Die zugehörige Verteilungskurve (Fig. 15) zeigt, daß eine Streuung

vorhanden ist, welche die der Luft noch übertrifft (8), immerhin aber noch etwas kleiner als für das Wasserstoff-Stickstoffgemisch ist. Die mittlere Größe der Ausschläge war im übrigen etwa dieselbe wie für Sauerstoff.

Hieraus folgt, daß die mechanische Mischung zweier (oder mehrerer) Komponenten, gleich wie ihre chemische Verbindung, im Sinne einer Streuvergrößerung wirkt. Weitere Versuche müssen hier zeigen, ob gemischte Gase und Gasverbindungen der gleichen Zusammensetzung, z. B. $2N_2 + O_2$ und N_2O, dieselbe Streuung aufweisen. Überhaupt erscheinen Versuche über die Abhängigkeit der Streuung vom Molekülbau der Gase naturgemäß von Wichtigkeit. Die geringste Streuung zeigen molekular *und* chemisch einheitliche Gase. Von Wichtigkeit ist die Frage, ob sie hier von der Atomzahl des Moleküls abhängt (O_2 oder O_3). Ferner wäre die Feststellung von Interesse, ob etwa die Streuung bei einatomigen Gasen (He, ...) noch weiter heruntergeht. In diesem Falle wären die Edelgase die für die Zählmethode geeignetsten Kammerfüllgase.

Zusammenfassend seien die Versuchsergebnisse für die verschiedenen Gase in folgender Tabelle wiedergegeben:

Natur des Gases in der Ionisierungskammer (Außerhalb der Kammer befindet sich immer Luft)	Relative Größe	
	des wahrscheinlichsten Ausschlag	der Streuung
Wasserstoff	etwa 1,5	4 (?)
Stickstoff	9,5	4
Sauerstoff	11,3	4
Luft	10,0	6
Wasserstoff–Stickstoff 1 : 1 . .	5,2	9
Kohlendioxyd	10,6	8

Die in der Tabelle angegebenen relativen Werte sind Mittelwerte aus allen Registrierungen für das betreffende Gas. Die wahrscheinlichsten Ausschläge scheinen angenähert proportional den Ordnungszahlen der betreffenden Elemente zu sein. (Bei zusammengesetzten Gasen, proportional den „mittleren Ordnungszahlen".)

In Fig. 16 seien, der besseren Übersicht wegen, nochmals

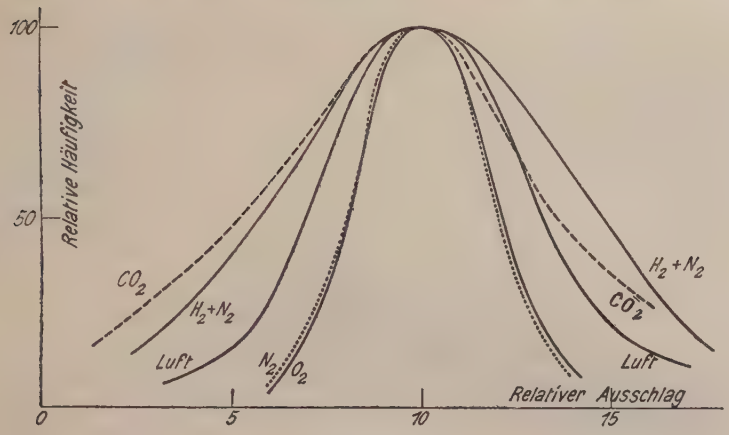


Fig. 16

alle Streukurven zusammengestellt. Sie sind ebenfalls Durchschnittsresultate aus allen Registrierungen.

c) Inhomogenität und Geschwindigkeitsstreuung der α-Teilchen

Im folgenden sollte noch die Frage kurz berührt werden, ob die Streuung der Registrierausschläge nur in der mechanischen und chemischen Zusammensetzung der verwendeten Gase begründet sei. Es bestand die Möglichkeit, daß die Streuung, die bei den elementaren Gasen immer noch blieb, auf einer Inhomogenität der verwendeten α-Strahlung beruhe. Diese Frage wäre natürlich weggefallen, wenn sich bei irgendeinem Gas hätte völlige Gleichmäßigkeit der Ausschläge erzielen lassen. Es war nun nicht anzunehmen, daß die vom Präparat emittierte α-Strahlung merklich inhomogen war, zumal das Polonium (nach Berechnung aus der Stärke des Präparats und der Größe der emittierenden Fläche) in molekular dünner Schicht auf Platin niedergeschlagen war[1]), und die früher wiedergegebene Braggsche Ionisierungskurve (Figg. 9 und 10) auf eine durchaus homogene Strahlung schließen ließ. Indessen entstehen beim Durchgang der Strahlung durch das Gas (hier Luft) infolge des statistischen Absorptionsvorgangs Geschwindigkeitsunterschiede der einzelnen Teilchen, die sich

1) Vgl. Rona u. Schmidt, Wien. Ber. **136**. S. 65. 1927.

in den bekannten Reichweiteschwankungen dokumentieren. Man mußte also damit rechnen, daß die in die Ionisierungskammer eintretenden Teilchen etwas ungleiche Geschwindigkeit besaßen, zumal die Meßkammer sich meistens fast am Ende der Reichweite befand. Nun ist aber das Ionisierungsvermögen nahezu der Teilchengeschwindigkeit umgekehrt proportional. Die restlichen Registrierschwankungen konnten also einfach der Ausdruck der Geschwindigkeitsverteilung der in die Kammer eintretenden Teilchen sein. In diesem Falle mußte es möglich sein, aus den (unreduzierten) Streukurven, wie sie für Luft gefunden wurden, die Reichweiteschwankungen der α-Strahlen in diesem Gas zu berechnen. Hierzu war entweder die Geigersche Formel

$$v^3 = a \cdot R,$$

oder die Rutherfordsche Formel

$$v = C\sqrt{(R - x) + 1{,}25}$$

zu verwenden.

Im einzelnen wurde so vorgegangen: Die Ionisierungskammer maß das Reichweiteintervall von 3,35—3,85 cm, befand sich also im Mittel bei 3,6 cm. Die Reichweite selbst betrug bei 715 mm Druck und 18° C 4,05 cm, so daß man für die wahrscheinlichste Restreichweite 0,45 cm hatte. Dieser entspricht einer Geschwindigkeit von $0{,}77 \cdot 10^9$ cm/sec und nach der Streukurve der wahrscheinlichste Ausschlag von 10 mm. Nun lassen sich für alle Ausschläge, da diese umgekehrt proportional den Geschwindigkeiten sind, die entsprechenden Restreichweiten berechnen (Geigersche oder Rutherfordsche Formel). Trägt man die letzeren (addiert zu der Strecke 3,6 cm) als Abszissen und die zugehörigen Häufigkeiten der Ausschläge als Ordinaten auf, so erhält man die Reichweitenkurve.

Die so erhaltene Reichweitenkurve ergibt für die Streuungen Werte, wie man sie auch nach direkten Methoden findet. Indessen zeigt die Kurve unsymmetrischen Verlauf bzw. eine zu große Häufigkeit auf der Seite der großen Reichweiten. Dies resultiert aus der Anwendung eines kubischen bzw. eines quadratischen Gesetzes und der Tatsache, daß die benützten Verteilungskurven ziemlich symmetrischen Charakter besitzen.

Nun finden Meitner und Freitag[1]) aber gerade, daß die Reichweiteschwankungen keinen merklich unsymmetrischen Verlauf zeigen. Daß also die Inhomogenität der Registrierausschläge einzig auf die Geschwindigkeitsverteilung zurückgeführt werden könne, scheint demnach schon fraglich. Dazu ist noch zu bemerken, daß die oben skizzierte Umrechnung an und für sich problematischen Charakter hat. Einmal ist die Meßkammer zu dick (0,5 cm) um das Ionisierungsvermögen an einer Stelle der Reichweite messen zu können; dann aber ist die Anwendung der obigen Formeln für so geringe Restreichweiten kaum mehr zulässig. Dies um so mehr, als die kritische Ionisierungsgeschwindigkeit für α-Teilchen in der Nähe von $0{,}7 \cdot 10^9$ cm/sec liegt. Wir haben allerdings in Anbetracht dessen die gleiche Umrechnung durchgeführt, wobei die Zählkammer näher an das Präparat zu liegen kam, so daß die betrachteten Restreichweiten sich noch im Gültigkeitsbereich der obigen Formeln befanden, jedoch nicht mit besserem Erfolg. Es sei daher auch von einer Wiedergabe der erhaltenen Reichweitekurven abgesehen. Dagegen wäre noch die Möglichkeit vorhanden, daß durch die Aluminumfolie (von 1,3 cm Luftäquivalent) die Geschwindigkeitsverteilung in der Kammer beeinflußt war, d. h. daß die Geschwindigkeitsstreuung der α-Teilchen im Aluminium größer ist als in Luft. (Abgesehen von der möglicherweise nicht ganz gleichmäßig dicken Folie.)

Es seien aber zum Schluß noch zwei Versuche mitgeteilt, welche zeigen, daß doch die Geschwindigkeitsstreuung der α-Teilchen, wenn nicht ganz, so doch zu einem Teil die Inhomogenität der Registrierausschläge bewirkt.

Alle bisher wiedergegebenen Verteilungskurven wurden unter den gleichen Bedingungen erhalten, sind daher unter sich vergleichbar. Insbesondere befand sich die Ionisierungskammer stets bei 3,6 cm der Reichweite. Es war nun zu erwarten, daß mit der Annäherung der Meßkammer ans Präparat die eintretenden Strahlen homogener seien, und damit die Streuung abnehmen würde. Es wurden daher Registrierungen für einen um 1,3 cm kleineren Präparatabstand bei sonst

1) L. Meitner u. K. Freitag, Ztschr. f. Phys. 37. S. 481. 1926.

gleichen Bedingungen vorgenommen. Fig. 17 zeigt zwei Verteilungskurven für Luft als Kammerfüllung, für die beiden Reichweitestrecken 2,00—2,50 cm und 3,35—3,85 cm. Man bemerkt, daß tatsächlich in der Mitte der Reichweite die

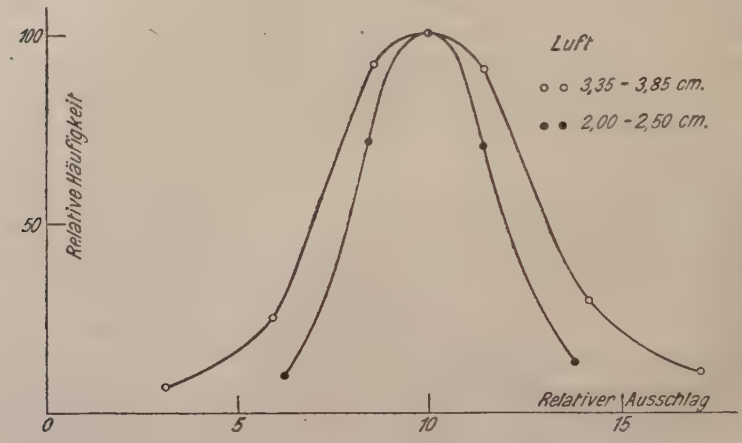


Fig. 17

Streuung kleiner ist als gegen ihr Ende, im übrigen aber noch beträchtlich ist, und vermutlich auch am Anfang der Reichweite nicht verschwinden dürfte. Die Konstruktion unserer Ionisierungskammer erlaubte jedoch die Untersuchung am Anfang der Reichweite nicht.

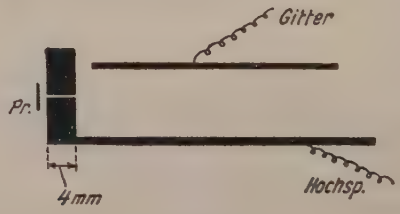


Fig. 18

Dagegen wurden mit einem Ionisierungsgefäß von der Form der Fig. 18 Registrierungen aufgenommen. Hier befand sich das Präparat direkt an der Kammer, so daß fast die ganze Reichweite der α-Teilchen zur Ionisierung ausgenützt wurde. Nach Passieren des 4 mm langen Blendenkanals (eine Aluminiumfolie war wegen der nicht beabsichtigten

Untersuchung anderer Gase als Luft nicht vorhanden) traten hier die Teilchen in ein praktisch homogenes Feld ein. Das Feld war hier transversal, was jedoch keine wesentliche Bedeutung hat.[1]) Der Verstärkungsfaktor konnte hier, entsprechend der größeren Ionenzahl geringer genommen werden. Es genügten insgesamt 5 Lampen, wobei allerdings die dritte mit der vierten durch einen Niederfrequenztransformator gekoppelt war. Aus der Aufn. 13, Taf. XXV ist der geringere Verstärkungsgrad ohne weiteres am Ausbleiben der Haltepunkte auf den Registrierausschlägen zu erkennen, indem die äußerst kleinen Vibrationen nur bei höchster Verstärkung auftreten.[2]) Die Aufnahme zeigt eine nicht unbeträchtliche Homogenität der Ausschläge. Aus der Verteilungskurve ergab sich in der Tat eine relative Streuung von nur 2,4, während bei den anderen Versuchen als kleinster Wert 4,0 (bei Sauerstoff und Stickstoff) gefunden worden war.

Dieses Resultat ist um so bemerkenswerter, als die Verwendung eines Transformators in der Apparatur (wegen des Eisens) naturgemäß die Inhomogenität der Ausschläge eher vergrößert. Immerhin dürfte auch abgesehen davon, noch eine gewisse, auf Ionisierungsschwankungen beruhende Inhomogenität übrigbleiben. Sie ist jedoch kleiner bei völliger Ausnützung der Reichweite als bei Verwendung kleiner Reichweiteintervalle. Dies dürfte wiederum dafür sprechen, daß im letzteren Fall die Geschwindigkeitsstreuung eine gewisse Rolle spielt, während diese sich, auf die ganze Reichweite bezogen, bis zu einem gewissen Grade ausgleicht (mittlere Geschwindigkeit der Teilchen im betrachteten Reichweiteintervall).

Es wäre von Interesse, auch die Registrierungen von H-Strahlen (Protonenstrahlen) auf ihre Homogenität zu untersuchen. Ist die Frage doch von großer Bedeutung, wenn es sich darum handelt, H-Strahlen und α-Strahlen sicher voneinander zu unterscheiden. Indessen sind hier die Schwierigkeiten eher größer, da es nicht leicht ist, für Homogenität der Strahlen, was Geschwindigkeit und Richtung anbelangt, zu sorgen. Die in Aufn. 14, Taf. XXV wiedergegebene Registrierung

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926.

2) Am deutlichsten in Aufn. 14, Taf. XXV höchste erreichte Verstärkung).

von α- und H-Strahlen weicht insofern von der von Greinacher (a. a. O. 1927) gegebenen ab, als hier das Verhältnis von α- zu H-Ausschlägen ungefähr 4 beträgt, während dort als ungefährer Wert 2,5 angegeben wurde. Es muß daher erwähnt werden, daß dieses Verhältnis an unseren H-Strahlenregistrierungen keineswegs konstant ist. Die beobachteten Schwankungen zwischen 2,5 und 4,5 dürften damit zusammenhängen, daß je nach der Dicke der gerade verwendeten Paraffinfolie ein anderes Reichweiteintervall der H-Strahlen in die Zählkammer zu liegen kommt. Übrigens ist die Dicke dieser Paraffinfolie sicherlich nicht an allen Stellen genau gleich. Daher vermutlich auch die relativ große Streuung der H-Ausschläge.

Zusammenfassung

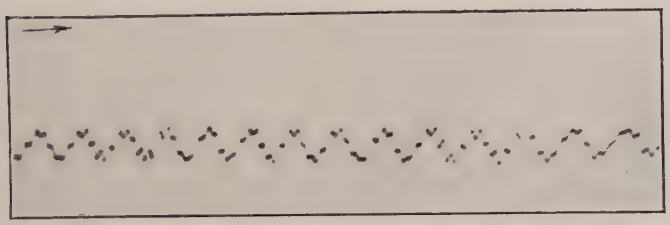
Die von Prof. Greinacher ausgearbeitete elektrische Zählmethode mit rein elektronischer Verstärkung wurde auf ihre Wirkungsweise näher untersucht. Es wurde eine reine Widerstandsverstärkung als zweckmäßig befunden, um der Primärionisierung proportionale Ausschläge zu erhalten, während bei Verwendung von Niederfrequenztransformatoren der Verstärkungsgrad in hohem Maße von der Zählkammerspannung abhängt. Der erreichte Verstärkungsgrad (in bezug auf Ladungsmengen) betrug $1{,}65 \cdot 10^9$. Durch verschiedene Versuche wurde dargetan, daß dieser Faktor unter gegebenen Bedingungen ein konstanter ist, daß also eine gegebene, dem Gitter der Aufnahmelampe zugeführte Elektrizitätsmenge stets denselben Ausschlag am Oszillograph ergibt. Da α-Teilchen unter anscheinend konstanten Versuchsbedingungen variable Ausschläge ergaben, war damit bewiesen, daß diese Schwankungen in der Ionisierung begründet sind. Um die Ausschlagsschwankungen zu studieren, wurden photographische Registrierungen mit einem Oszillographen ausgeführt. Aus diesen wurden Häufigkeitsverteilungskurven gewonnen. In allen untersuchten Gasen war eine Inhomogenität der Ausschläge festzustellen. Wasserstoff ließ sich nicht quantitativ auswerten, da die Ausschläge relativ zu den Nullschwankungen zu klein waren. In Sauerstoff und Stickstoff wurde annähernd dieselbe Streuung der Ausschläge festgestellt, und zwar war sie kleiner

als in Luft. Der mittlere Ausschlag ist um so größer, je höher die Ordnungszahl des Elementes ist, ein Resultat, das schon von gebräuchlichen Meßverfahren her bekannt ist. Gasgemische wie Luft und ganz besonders auch ein Gemisch Wasserstoff–Stickstoff, zeigen eine größere Streuung als die Komponenten. Aber auch chemisch zusammengesetzte Gase wie Kohlendioxyd streuen stärker als elementare Gase. Ob die Streuung etwa in einatomigen Gasen (Edelgasen) verschwindet, wurde nicht untersucht. Ein Teil der Inhomogenität der Ausschläge ist auf Rechnung einer Geschwindigkeitsstreuung der α-Teilchen zu setzen. Relativ klein wird sie, wenn man die ganze Reichweite der α-Teilchen zur Ionisierung ausnützt. Am Schluß ist noch eine, gleichfalls Schwankungen aufweisende Registrierung von H-Strahlen wiedergegeben.

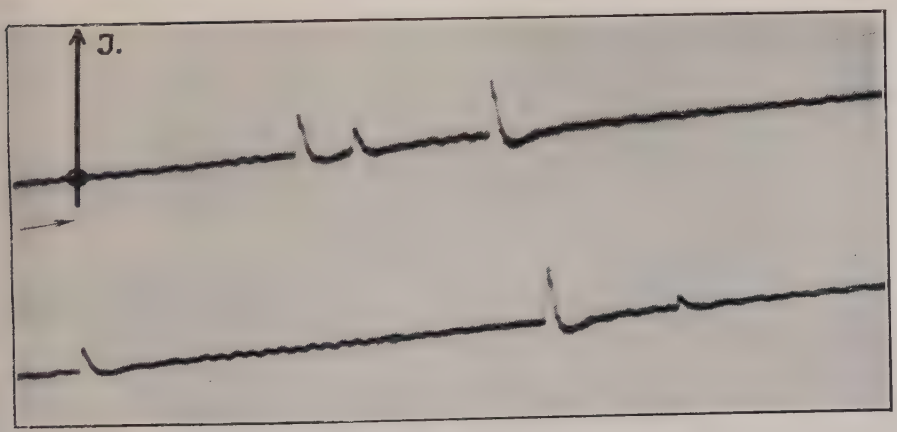
Es sei mir an dieser Stelle gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. H. Greinacher, für die Anregung zu dieser Arbeit und für die ständige Unterstützung bei ihrer Ausführung, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

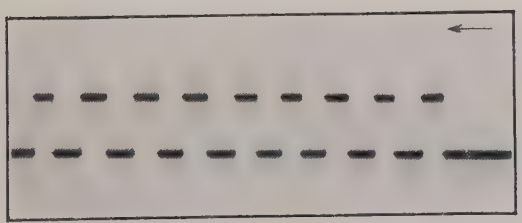
(Eingegangen 28. Mai 1928)



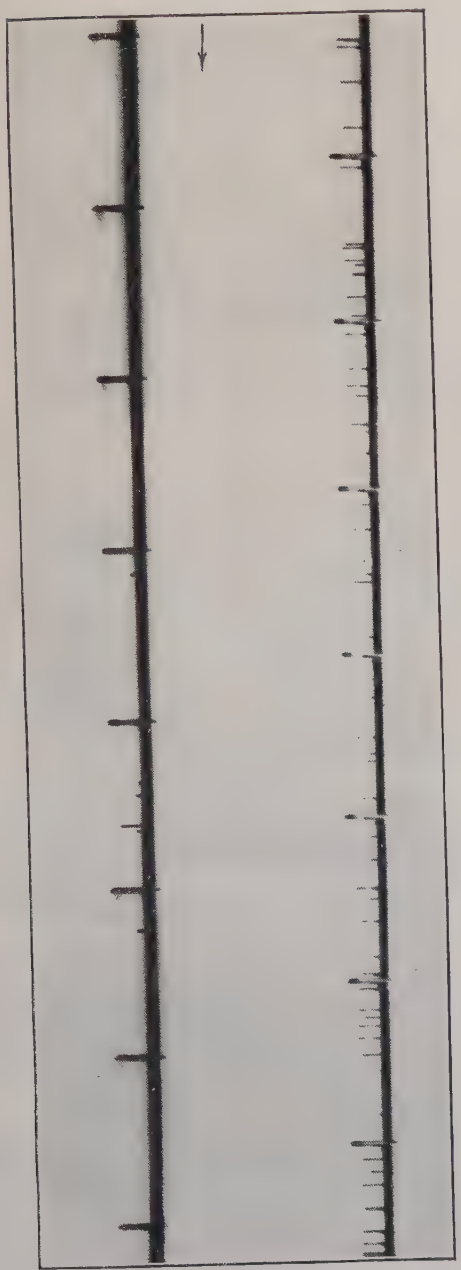
Aufnahme 1



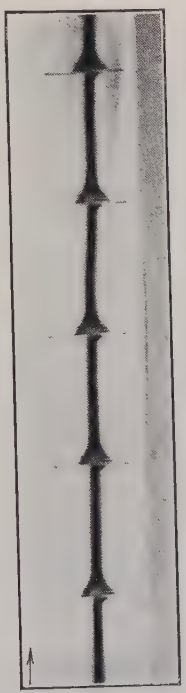
Aufnahme 2



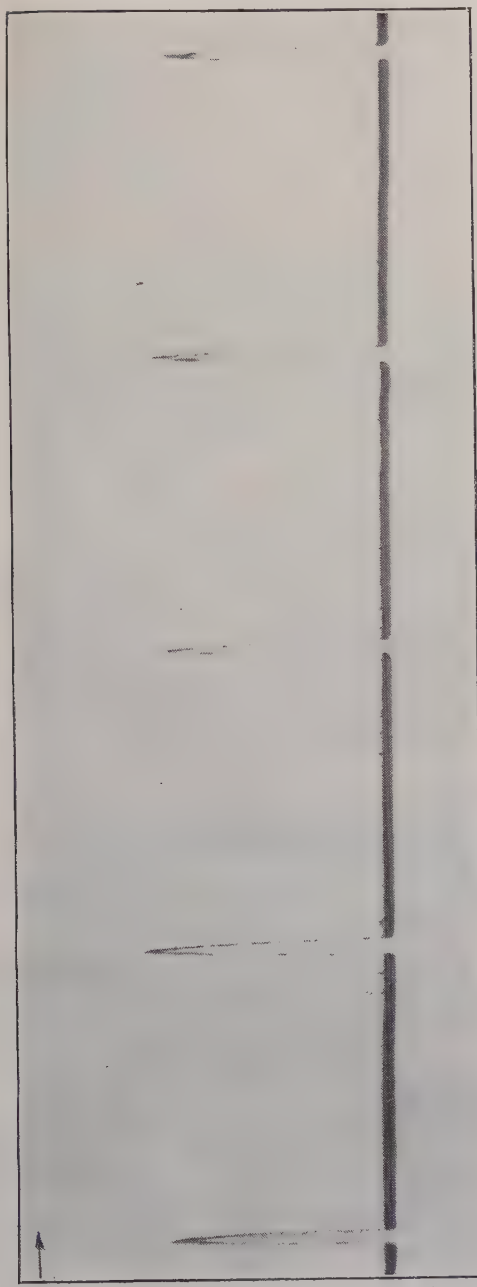
Aufnahme 3



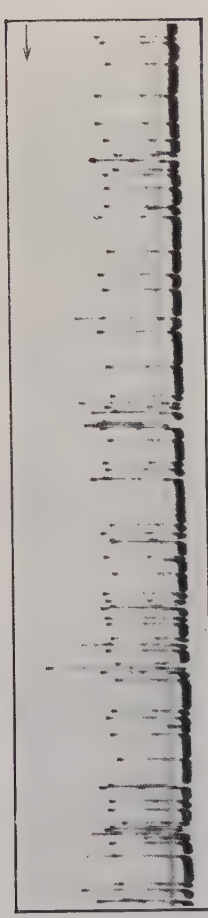
Aufnahme 4



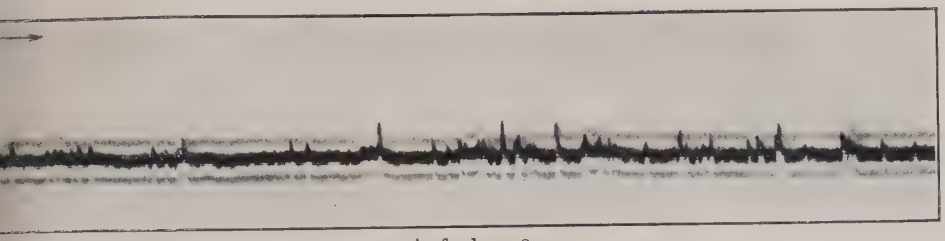
Aufnahme 5



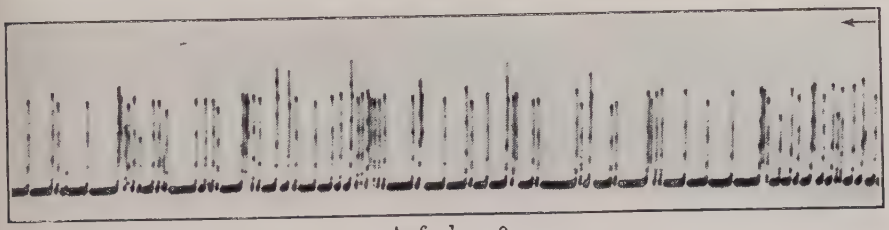
Aufnahme 6



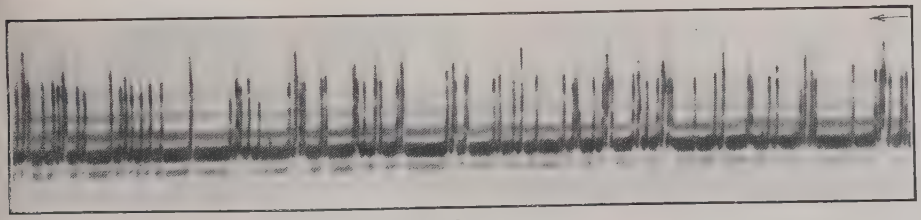
Aufnahme 7



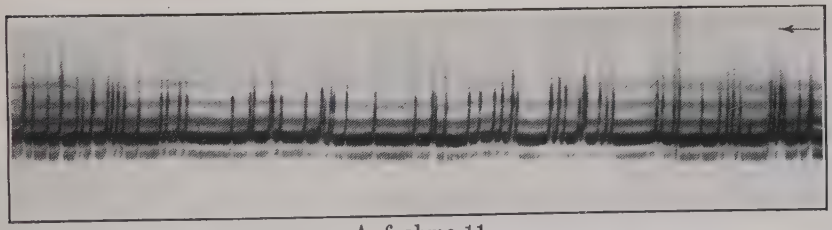
Aufnahme 8



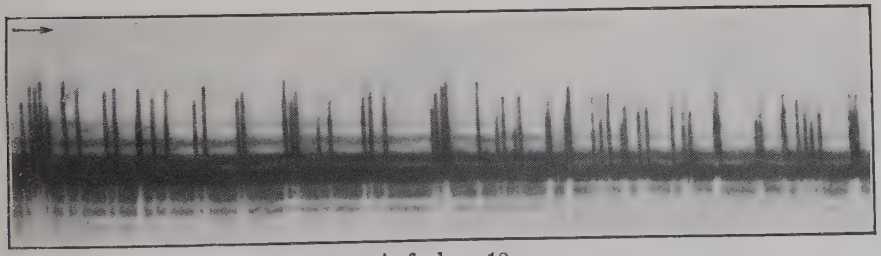
Aufnahme 9



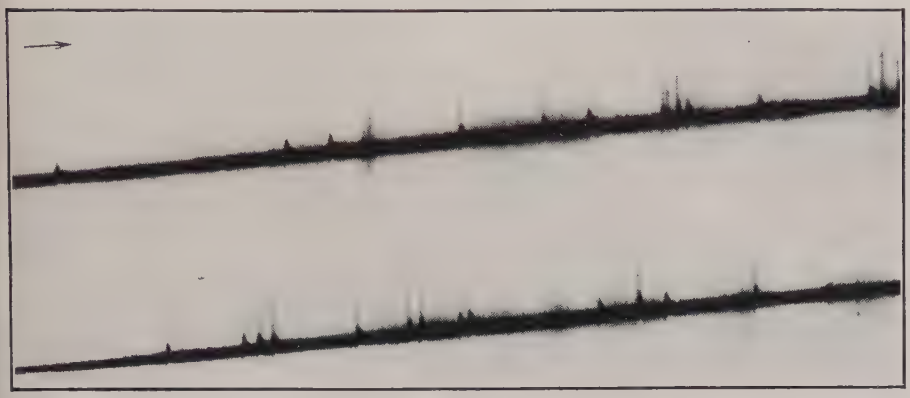
Aufnahme 10



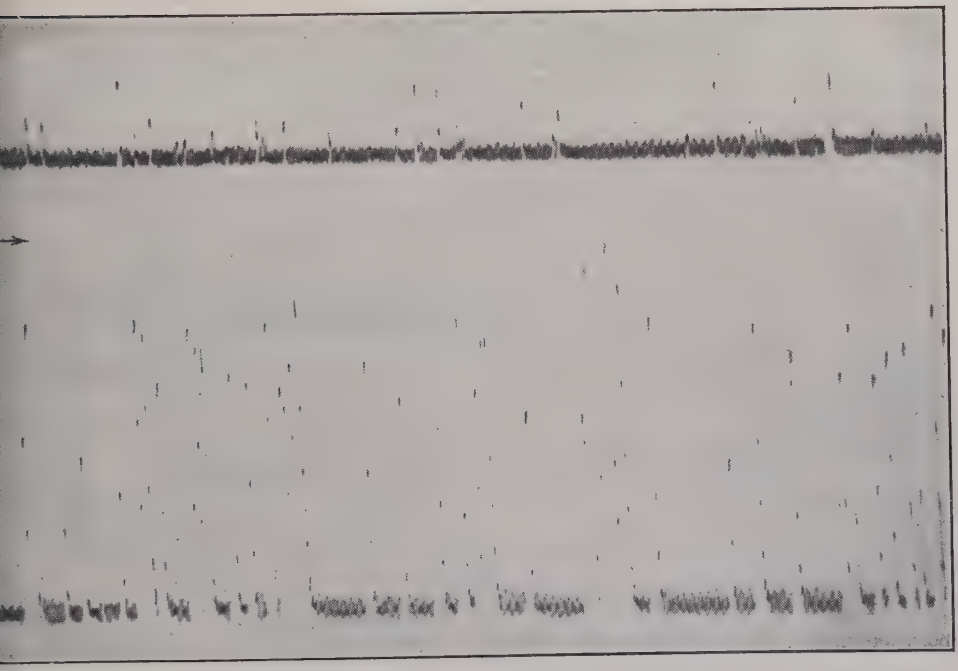
Aufnahme 11



Aufnahme 12



Aufnahme 13



Aufnahme 14

Lebenslauf.

Der Verfasser, Edouard Ramelet, wurde am 22. März 1898 als Sohn des Adrien Ramelet von Orbe und Berthe geb. Kündig in Thun geboren, wo mein Vater als Pferdearzt an der eidgenössischen Pferderegieanstalt tätig war. Im Jahre 1902 siedelten wir nach Bern über, wo mein Vater bis 1913 im hiesigen Kavallerieremontendepot und nachher als Bureauchef beim eidgenössischen Oberpferdearzt tätig war und Ende vorigen Jahres als dessen Adjunkt ernannt wurde.

1905 trat ich in die Lerberschule ein und erhielt im Freien Gymnasium in Bern im Herbst 1918 das Maturitätszeugnis, konnte jedoch meine Studien infolge der Grippe erst im darauffolgenden Sommersemester beginnen. Ich widmete mich zuerst während vier Semestern dem Studium der Chemie, musste sie aber aus Gesundheitsgründen abbrechen, da der Arzt mir Bewegung in der freien Luft anriet. Die folgende Zeit nützte ich daher aus, die Militärpflicht zu erfüllen, wo ich Ende 1925 zum Oberlieutenant der Genietruppen befördert wurde. Im Sommer 1924 liess ich mich von neuem in die hiesige philosophische Fakultät II immatrikulieren, mit Experimentalphysik als Hauptfach, wo ich im Sommer 1928 unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Greinacher die vorliegende Dissertation beendete und in der ersten Hälfte des Wintersemesters 1928/29 als Vorlesungsassistent am physikalischen Institut in Bern fungierte.